



HAL
open science

Développement de sources lasers impulsionnelles à fibres dopées néodyme large coeur pour une émission dans l'UV

Kilian Le Corre

► **To cite this version:**

Kilian Le Corre. Développement de sources lasers impulsionnelles à fibres dopées néodyme large coeur pour une émission dans l'UV. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Normandie Université, 2022. Français. NNT : 2022NORMC230 . tel-03858253

HAL Id: tel-03858253

<https://theses.hal.science/tel-03858253>

Submitted on 17 Nov 2022

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.



Normandie Université

THÈSE

Pour obtenir le diplôme de doctorat

Spécialité ELECTRONIQUE, MICROELECTRONIQUE, OPTIQUE ET LASERS,

OPTOELECTRONIQUE MICROONDES

Préparée au sein de l'Université de Caen Normandie

Développement de sources lasers impulsionsnelles à fibres dopées néodyme large coeur pour une émission dans l'UV

**Présentée et soutenue par
KILIAN LE CORRE**

**Thèse soutenue le 14/09/2022
devant le jury composé de**

M. BERNARD DUSSARDIER	Directeur de recherche, UNIVERSITE NICE SOPHIA ANTIPOLIS	Rapporteur du jury
M. SÉBASTIEN FÉVRIER	Professeur des universités, UNIVERSITE LIMOGES	Rapporteur du jury
M. SYLVAIN GIRARD	Maître de conférences, ENSICAEN	Membre du jury
M. JULIEN LE GOUËT	Ingénieur de recherche, ONERA	Membre du jury
M. THIERRY ROBIN	Directeur, IXBLUE Lannion	Membre du jury
M. FRANÇOIS SANCHEZ	Professeur des universités, Université d'Angers	Membre du jury
M. AMMAR HIDEUR	Professeur des universités, Université de Rouen Normandie	Président du jury
M. MATHIEU LAROCHE	Maître de conférences, Université de Caen Normandie	Directeur de thèse

Thèse dirigée par MATHIEU LAROCHE (Centre de recherche sur les ions, les matériaux et la photonique (Caen))



UNIVERSITÉ
CAEN
NORMANDIE



Remerciements

Je souhaite d'abord remercier Bernard Dussardier directeur de recherche à l'université de Nice Sophia Antipolis et Sébastien Février professeur à l'université de Limoge, pour avoir accepté de rapporter ces travaux de thèse. Je remercie également les membres du jury, Julien Le Gouët ingénieur de recherche à l'ONERA, François Sanchez professeur à l'université d'Angers et Amar Hideur président du jury et professeur à l'université de Rouen Normandie, d'avoir bien voulu évaluer mes travaux et d'avoir apporté leurs expertises.

Je remercie par ailleurs Thierry Robin, directeur technique chez iXblue et encadrant industriel durant ce travail de thèse, notamment pour les nombreuses fibres fabriquées, mais aussi pour les conseils sur les directions à prendre. Bien qu'une grande partie se soit déroulée à Caen, les discussions régulières ont permis de cadrer le déroulement de la thèse. Merci aussi à Benoit Cadier, directeur adjoint de la division photonique, pour m'avoir donné l'opportunité de réaliser cette thèse.

Merci au reste de l'équipe d'iXblue qui a permis le développement de fibres dopées à l'état de l'art. Alexandre Barnini, ingénieur de recherche, qui a beaucoup travaillé sur la fabrication et avec qui j'ai pu échanger régulièrement sur les aspects de réalisations. Mais je souhaite également remercier ceux que je n'ai pas (ou très peu) eu l'occasion de voir durant la thèse, mais qui font tourner les machines, Philippe Spagnol, Louanne Kervella, Pascal Guitton et le reste de l'équipe fibre.

Un grand merci à Mathieu Laroche et Sylvain Girard, mes deux directeurs de thèses et encadrants au laboratoire. Bien que vous travailliez tous les deux très différemment, les deux approches se complètent, la synergie fonctionne et l'entente aussi. Vous avez trouvé le temps, parmi les nombreuses heures de cours, pour des discussions et de précieux conseils. Vous avez su me garder sur le bon chemin avec beaucoup de bienveillance et d'humanité. En bref, c'était une chance et un plaisir de vous avoir comme encadrants. Je remercie Hervé Gilles, directeur adjoint du CIMAP et professeur, qui complète le trio laser à fibre au laboratoire, pour sa bonne humeur et sa disponibilité.

Je remercie l'ensemble du laboratoire CIMAP et en particulier son directeur, Isabelle Monnet pour l'accueil qui m'a été réservé depuis mars 2019. Merci également à l'ensemble de l'équipe OML et à son chef d'équipe Patrice Camy.

Mention spéciale à l'équipe du Catu, pour la bonne ambiance, les sorties plus ou moins loin, les pizzas et les mille autres spécialités italiennes.

Un grand merci aux potes de Rennes, les coupures bretonnes et votre soutien m'ont fait beaucoup de bien.

Mille merci à ma famille, à mes parents qui m'ont supporté durant ces années, à mes sœurs et (tous) ceux qui vont avec.

Et surtout merci à toi, Soazig (HMN), pour ton soutien, ton écoute et ta patience pendant la rédaction et avant la soutenance. Tu es très vite devenue indispensable à mon épanouissement.

Résumé

Les sources lasers impulsionnelles de forte puissance sont devenues indispensables pour des applications allant de l'usinage au traitement dermatologique. La technologie fibrée a marqué une réelle rupture dans l'évolution des systèmes laser, autorisant une rapide montée en puissance. Cependant, ces systèmes fibrés basés sur un dopage ytterbium sont limités à une émission laser à une longueur d'onde proche de 1 μm , fermant ainsi l'accès à des longueurs d'ondes dans le bleu et l'UV profond après conversion de fréquence non linéaire. Dans ce contexte, les fibres dopées néodyme émettant autour de 910 nm (grâce à la transition ${}^4F_{3/2}$ - ${}^4I_{9/2}$) présentent un fort potentiel pour générer de nouvelles longueurs d'ondes tout en bénéficiant des avantages de la technologie fibrée désormais bien maîtrisée. Toutefois, cette transition de l'ion néodyme est en compétition avec la transition émettant à 1060 nm (${}^4F_{3/2}$ - ${}^4I_{11/2}$) réduisant fortement l'efficacité à la longueur d'onde souhaitée. De plus, la présence d'effets non linéaires dans les fibres optiques peut aboutir à une dégradation des caractéristiques spectrales et temporelles de l'émission laser. Le développement de fibres dopées néodyme à large aire modale et une géométrie optimisée (faible rapport diamètre de gaine/diamètre de cœur) a permis, d'une part, de réduire le confinement de la lumière afin de repousser les effets non linéaires délétères et, d'autre part, de favoriser l'amplification autour de 910 nm. L'intégration de ces fibres dans des amplificateurs de puissance a mené au développement de deux sources lasers impulsionnelles à 905 nm (régime déclenché nanoseconde) et 915 nm (régime MOPA sub-nanoseconde) avec des puissances crêtes de 10 kW et 26 kW respectivement. Pour couvrir des domaines d'applications comme le LIDAR (Light Detection And Ranging) sous-marin ou la photo-inscription de verre, ces deux sources lasers sont utilisées pour générer en simple passage dans deux cristaux non linéaires successifs une émission laser doublée en fréquence, respectivement à 452,5 nm et à 457,5 nm, puis quadruplée en fréquence, respectivement à 226 nm et à 229 nm. Dans la meilleure configuration (MOPA en régime sub-nanoseconde), une puissance laser de 1,2 W à 229 nm a notamment été obtenue. Enfin, une source laser compacte basée sur le verrouillage de modes passif et accordable entre 905 et 912 nm a été démontrée. Les impulsions picosecondes ont été amplifiées dans une fibre double-gaine dopée Nd à cœur monomode jusqu'à 350 mW. La compression temporelle par réseaux de diffraction a ensuite permis d'obtenir une durée d'impulsion inférieure à 300 fs.

Abstract

High power pulsed laser sources have become essential for applications ranging from machining to dermatological treatment. Fiber technology has marked a real breakthrough in the evolution of laser systems, allowing a rapid increase in power. However, these fiber systems based on ytterbium doping are limited to a laser emission at a wavelength close to 1 μm , thus closing the access to blue and deep UV wavelengths after nonlinear frequency conversion. In this context, neodymium-doped fibers emitting around 910 nm (thanks to the ${}^4\text{F}_{3/2}$ - ${}^4\text{I}_{9/2}$ transition) have a strong potential to generate new wavelengths while benefiting from the advantages of the now well mastered fiber technology. However, this neodymium ion transition is in competition with the transition emitting at 1060 nm (${}^4\text{F}_{3/2}$ - ${}^4\text{I}_{11/2}$), which is strongly reducing the efficiency at the desired wavelength. In addition, the presence of nonlinear effects in optical fibers can lead to a degradation of the spectral and temporal characteristics of the laser emission. The development of neodymium doped fibers with a large modal area and an optimized geometry (small cladding diameter/core diameter ratio) has allowed, on the one hand, to reduce the confinement of the light in order to push back the deleterious non-linear effects and, on the other hand, to favor the amplification around 910 nm. The integration of these fibers in power amplifiers has led to the development of two pulsed laser sources at 905 nm (nanosecond triggered regime) and 915 nm (sub-nanosecond MOPA regime) with peak powers of 10 kW and 26 kW respectively. To address application fields such as underwater LIDAR (Light Detection And Ranging) or glass photo-inscription, these two laser sources are used to generate in a single pass in two successive non-linear crystals a frequency-doubled laser emission, respectively at 452.5 nm and at 457.5 nm, then quadrupled in frequency, respectively at 226 nm and at 229 nm. In the best configuration (MOPA in sub-nanosecond regime), a laser power of 1.2 W at 229 nm has been obtained. Finally, a compact laser source based on passive mode-locking and tunable between 905 and 912 nm has been demonstrated. Picosecond pulses were amplified in a double-clad Nd-doped fiber with a single-mode core up to 350 mW. Time compression by diffraction gratings was then used to obtain a pulse duration of less than 300 fs.

Table des matières

Introduction générale.....	1
I. Sources lasers impulsionnelles autour de 900 nm pour conversion de fréquence dans le bleu et l'UV – Contexte et généralités.....	7
I.1 État de l'art des sources lasers impulsionnelles émettant dans le bleu et l'UV profond.	8
I.1.1 Sources lasers bleues	8
I.1.1.1. Sources lasers en régime continu	8
I.1.1.2. Sources lasers en régime impulsionnel	9
I.1.1.3. Sources DUV	12
I.1.2 Choix de la source laser émettant à $\lambda < 940$ nm.....	17
I.2 Amplification autour de 915 nm dans les fibres dopées Nd.....	18
I.2.1 Fibre optique.....	18
I.2.2 Fibres dopées et amplificateurs à fibres	19
I.2.2.1. Fibres dopées.....	19
I.2.2.2. Fibres double gaine	20
I.2.2.3. Fibres à maintien de polarisation	22
I.2.3 L'ion Nd^{3+}	22
I.2.3.1. Propriétés spectroscopiques et sections efficaces dans la silice.....	23
I.2.3.2. Compétition et clustering	26
I.2.4 Solutions pour optimiser l'émission de la transition à 3 niveaux.....	26
I.2.4.1. Fibre pompée cœur.....	27
I.2.4.2. Fibre double gaine à profil d'indice en W.....	27
I.2.4.3. Fibre PCF et PBGF	28
I.3 Effets linéaires.....	29
I.3.1 Pertes dans les fibres	29
I.3.2 Dispersion chromatique.....	29
I.4 Effets non linéaires	31
I.4.1 Effet Kerr (SPM, FWM, Self-steepening).....	31
I.4.2 Diffusion inélastique	34

I.4.2.1. Diffusion Raman	35
I.4.2.2. Diffusion Brillouin	36
I.4.3 Modélisation de la propagation d'impulsions courtes dans les fibres	36
I.4.3.1. Équation de Schrödinger NL simplifiée.....	37
I.4.3.2. Méthode split step Fourier	37
Conclusion.....	38
Bibliographie du chapitre I	39
II. Fibres optiques dopées néodyme pour une émission laser de forte puissance autour de 910 nm	43
II.1 Intérêts et optimisations des fibres LMA-PM dopées Nd³⁺	44
II.2 Fabrication des fibres optiques dopées Nd.....	48
II.2.1 MCVD	48
II.2.2 SPCVD	50
II.2.3 Choix de la composition du cœur	52
II.2.4 Barreaux de contraintes des fibres PM.....	53
II.2.5 Liste des fibres LMA dopées Nd ³⁺ produites	54
II.3 Caractérisation des fibres LMA.....	56
II.3.1 Études des pertes par courbures	56
II.3.2 Montages expérimentaux pour l'évaluation de l'efficacité de conversion	58
II.3.3 Fibres optiques avec rapport gaine/cœur de 4 pour puissance modérée (série 1).....	61
II.3.3.1. Fibre PM 20/80 μm.....	61
II.3.3.2. Comparaison des géométries 15/60μm, 17/70μm, 20/80μm.....	61
II.3.4 Rapport gaine/cœur de 5 et 6 pour amplificateur intermédiaire (série 2).....	63
II.3.4.1. Test en régime laser continu	64
II.3.4.2. Efficacité d'amplification	65
II.3.4.3. Saturation du gain en simple passage	66
II.3.5 Fibre 30/125 μm pour très forte puissance (série 3).....	68
II.3.6 Avancées sur l'émission forte puissance en cavité laser continu	71
Conclusion.....	72
Bibliographie du chapitre II.....	74
III. Développement de sources lasers nanosecondes et sub-nanosecondes de forte puissance autour de 910 nm.....	76

III.1	Stratégies pour une émission laser impulsionnelle autour de 900 nm	77
III.2	Laser impulsionnel Q-Switch et amplification en régime nanoseconde	79
III.2.1	Principe du fonctionnement déclenché (Q-switch)	79
III.2.2	Oscillateur laser à fibre LMA Nd ³⁺ en régime Q-switch	80
III.2.2.1	Test de la fibre n°10 non PM 30/125µm en régime Q-switch	81
III.2.2.2	Test de la fibre n°5 PM 20/80 en régime Q-switch	83
III.2.3	Amplification dans la fibre LMA n° 14	85
III.2.3.1	Caractéristiques de sortie de l'amplificateur en simple passage	86
III.2.3.2	Injection de l'amplificateur et qualité modale en sortie	88
III.2.4	Limites du système	89
III.3	Diode laser en régime impulsionnel sub-nanoseconde avec commutation par le gain et cascade d'amplificateurs	89
III.3.1	Impulsions lumineuses à 915nm générées par commutation d'une DL	92
III.3.1.1	Caractéristiques de la diode laser Axcel Photonics	92
III.3.1.2	Caractéristiques de la diode laser Lumics	94
III.3.2	Amplificateurs de faible puissance sur fibre en W	95
III.3.2.1	Pré amplification et filtrage de l'ASE	97
III.3.2.2	Deuxième étage d'amplification sur fibre en W	98
III.3.3	Amplification double passage sur fibre LMA n° 14	100
III.3.3.1	Montage expérimental	100
III.3.4	Amplificateur de puissance sur fibre LMA n° 14	105
III.3.4.1	Montage expérimental	105
III.3.4.2	Résultats expérimentaux	106
III.3.4.3	Qualité modale	107
	Conclusion	109
	Bibliographie du chapitre III	111
IV.	Émission laser bleue et UV par conversion de fréquence	112
IV.1	Notions théoriques de base sur la conversion de fréquence	113
IV.2	Choix du cristal pour le doublage de fréquence	119
IV.3	Choix du cristal pour le quadruplage de fréquence	123
IV.3.1	Conversion de fréquence $\omega \rightarrow 2\omega \rightarrow 4\omega$, double réfraction et conséquences	125

IV.4 Résultats expérimentaux en régime nanoseconde	126
IV.4.1 Montage expérimental	126
IV.4.2 Doublage en simple passage.....	127
IV.4.3 SHG en double passage.....	130
IV.4.4 Quadruplage	131
IV.5 Résultats expérimentaux en régime sub-nanoseconde	133
IV.5.1 Montage expérimental	133
IV.5.2 Doublage en régime sub-nanoseconde	134
IV.5.3 Quadruplage	136
IV.5.4 Échauffement et limite des cristaux NL	137
Conclusion.....	138
Bibliographie du chapitre IV.....	140
V. Laser à verrouillage de modes passif pour la génération d’impulsions courtes et ultra-courtes autour de 910 nm.....	142
V.1 Principe et principales méthodes de verrouillage de modes	143
V.2 État de l’art des sources à verrouillage de modes autour de 920 nm.....	145
V.3 Blocage de modes en régime de soliton dissipatif	146
V.4 Cavité en anneau accordable entre 903 et 920 nm	147
V.4.1 Montage expérimental et simulation	147
V.4.2 Résultats expérimentaux.....	150
V.4.3 Amplification dans une fibre dopée Nd ³⁺ PM monomode à saut d’indice et compression temporelle des impulsions	152
V.5 Amplification et élargissement spectral dans une fibre PM dopée Nd³⁺ avec un profil d’indice en W	155
V.5.1 Résultats expérimentaux et simulation	156
V.5.2 Compression par une paire de réseaux en montage de Treacy	158
Conclusion.....	160
Bibliographie chapitre V.....	162
Conclusion générale et perspectives.....	164

Liste des figures

Figure I-1. Schéma de la cavité laser en Z avec un cristal de Nd :YVO4 comme milieu à gain, une cellule acousto-optique pour moduler les pertes et un cristal de LBO pour le doublage de fréquence intra-cavité .	11
Figure I-2. Schéma de principe d'une source laser dans l'UV par cascade de conversion de fréquence en simple passage.	13
Figure I-3. Puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde en émission d'une source commerciale fonctionnant dans l'UV.	14
Figure I-4. Schéma du laser Nd: YVO4 à verrouillage de modes et les étages de conversion non-linéaire pour quintupler la fréquence. Lame demi onde (HWP); Miroir (M); Prisme de dispersion (DP); miroir dichroïque (DM)	15
Figure I-5. (a) Propagation des modes transverses dans une fibre optique en fonction de la fréquence normalisée V, (b) Représentation des profils d'intensités des premiers modes LPlm	19
Figure I-6. Schéma d'une fibre double gaine.	21
Figure I-7. Fibre à maintien de polarisation (gauche : fibre à structure panda; droite : fibre à structure bow-tie)	22
Figure I-8. Principaux domaines d'accordabilité en émission laser des ions de terre rare dans la silice.	23
Figure I-9. Schéma simplifié des niveaux d'énergie de l'ion néodyme.	23
Figure I-10. Section efficace d'absorption dans une fibre en silice dopée Nd ³⁺ .	24
Figure I-11. Effet Stark sur les niveaux d'énergie d'un ion sous l'effet d'un champ électrique cristallin faible.	25
Figure I-12. a) Sections efficaces d'émission et d'absorption du néodyme dans la silice. b) Gain non saturé calculé dans une fibre dopée Nd ³⁺ en fonction de l'inversion de population pour une fibre L=4m et une concentration de 4.1018 at.cm ⁻³	26
Figure I-13. a) Profil d'intensité du mode dans une fibre à saut d'indice pour deux longueurs d'onde, b) Atténuation de la fibre en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs diamètres de courbure.	27
Figure I-14. Section schématique de la fibre PCF comprenant des éléments bas indice (cercles vides) et des éléments de haut indice (cercles pleins). Le cœur au centre est de même indice que la structure d'accueil.	28
Figure I-15. Effet de la dispersion seule en régime de dispersion normale. a) Évolution temporelle d'une impulsion en fonction de la distance de propagation. b) Forme temporelle de l'impulsion en entrée puis après 25m, 50m et 100m dans la fibre optique. $\beta_2 = 35 \text{ ps}^2/\text{km}$, TFWHM = 5ps, $\lambda_0 = 915 \text{ nm}$ et $\Delta\lambda = 2\text{nm}$	30
Figure I-16. Élargissement spectral d'une impulsion gaussienne dans une fibre non dispersive. a) Évolution du spectre en fonction de la distance parcourue dans la fibre. b) Décalage en longueur d'onde en fonction de la forme temporelle de l'impulsion à la sortie de la fibre. $P_0 = 500\text{W}$, $L=10\text{m}$, $\beta_2 = 0 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 8\text{W}^{-1}/\text{km}$, TFWHM = 30ps et $\Delta\lambda(L=0) = 0,045\text{nm}$.	33
Figure I-17. Mesure expérimentale en sortie d'une fibre à profil d'indice en W dopée néodyme de 10m.	34
Figure I-18. Exemple expérimental de génération d'une bande Raman à partir d'une raie d'émission à 910nm. Les spectres noir et rouge sont mesurés pour une puissance crête de 125W et 1,1kW respectivement.	35
Figure I-19. Schéma des différentes étapes de la méthode de la transformée de Fourier à pas divisés.	37
Figure II-1. Gain non saturé à 1060 nm calculé à partir des équations (2.1)-(2.4) en fonction du rapport du diamètre de gaine sur le diamètre de cœur pour un gain à 910nm $G_{910} = +20\text{dB}$ et une absorption faible signal variant entre 50 et 80%.	46
Figure II-2. Schéma de principe de la fabrication de préforme par MCVD (MFC : Mass Flow Controller)	49
Figure II-3. Principe de dépôt d'une couche de suie par thermophorèse et vitrification	50
Figure II-4. Schéma du montage utilisé dans le procédé SPCVD	52
Figure II-5. Pertes par courbure simulées à 905 nm et 1060 nm pour la fibre n°6.	57
Figure II-6. Simulation des pertes par courbure sur la fibre n° 14. a) Pertes pour le mode LP01 à 915 nm et 1060 nm en fonction de la courbure. b) Pertes pour le mode LP01 et LP11 à 915 nm en fonction du rayon de courbure.	58
Figure II-7. Schéma de principe de la cavité laser en espace libre utilisée pour les mesures d'efficacité des différentes fibres. (DM : miroir dichroïque ; L : lentille ; HR : haute réflectivité ; HT : haute transmission)	59
Figure II-8. Schéma du montage pour mesurer la saturation du gain et le rendement de conversion laser des fibres n°11 et 12 en amplificateur simple passage.	60
Figure II-9. Évaluation des rendements laser différentiels pour les fibres LMA 1, 2 et une fibre 20/60 μm .	61
Figure II-10. a) Rendement différentiel pour les fibres LMA n°3, n°4 et n°5. b) Mesure de la qualité de faisceau avec le facteur M^2 sur la fibre n°3.	62

Figure II-11. Courbe d'efficacité de la fibre n°6 en régime laser continu avec un rayon de courbure de 5,5 cm.....	64
Figure II-12. Rendement différentiel des fibres n°6 et n°7 en amplificateur simple passage pour une puissance incidente du signal égale à 1,4W @915nm.	65
Figure II-13. Évolution de la puissance du signal de sortie à 915 nm (ligne) et de la puissance d'ASE (pointillé) à 1060 nm en fonction de la puissance du signal injecté pour une puissance de pompe de 23 W.	66
Figure II-14. Mesure du facteur M ² de la fibre n°6 pour une puissance de sortie de 4W.....	66
Figure II-15. Mesure du rendement laser différentiel des fibres n°10, 11, 12 et 13 en fonction de la puissance de pompe injectée.....	69
Figure II-16. Courbe de rendement laser (insert : image du profil de faisceau observé à une puissance de sortie de 17W), profil d'indice 2D et profil d'indice 1D de la fibre n°14 de géométrie 30/125µm et à maintien de polarisation.	70
Figure II-17. Puissance à 905 nm en sortie de la cavité laser en régime continu avec la fibre n°10 et ASE à 1060 nm en fonction de la puissance de pompe injectée.	72
Figure III-1. Schéma du montage expérimental de la cavité laser en régime "Q-switch"......	81
Figure III-2. a) Puissance moyenne et énergie par impulsion à 905 nm pour une puissance de pompe incidente de 35 W ; b) Forme temporelle de l'impulsion en sortie pour une fréquence de répétition de 10 kHz et une puissance de pompe incidente de 35 W ; c) Puissance moyenne en fonction de la longueur d'onde pour une puissance de pompe injectée de 20W et une fréquence de répétition de 10kHz.....	82
Figure III-3. Schéma expérimental de la cavité laser utilisée pour injecter l'amplificateur.....	83
Figure III-4. a) Puissance moyenne et puissance crête en sortie de Q-switch en fonction de la puissance de pompe injectée pour une fréquence de répétition de 40kHz et un temps de porte appliquée sur le MAO de 170 ns. b) Forme temporelle de l'impulsion lumineuse mesurée en sortie de l'oscillateur avec une photodiode rapide.	84
Figure III-5. Schéma du montage de l'oscillateur « Q-switch » avec la fibre n°5 et de l'amplificateur avec la fibre n°14.....	85
Figure III-6. Puissance de sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe injectée à 808 nm.....	86
Figure III-7. Spectres en sortie de l'oscillateur et de l'amplificateur pour des puissances de sortie de 3,3W et 24W respectivement.....	87
Figure III-8. Mesure du facteur M ² en sortie de l'amplificateur pour une puissance de 24 W. Insert : profil du faisceau mesuré en sortie.	88
Figure III-9. Évolution de la densité de photons et de la densité d'électrons lors de l'excitation d'une diode laser à semi-conducteur par un créneau de courant.	90
Figure III-10. Schéma d'une diode laser commutée par le gain et rétro-injectée à l'aide d'un réseau de diffraction en configuration Littrow..	90
Figure III-11. Exemples de spectres d'ASE d'une fibre dopée néodyme à profil d'indice en W (trace noire) et d'une fibre LMA (trace rouge).	91
Figure III-12. Spectre d'émission de la diode laser Axcel Photonics en régime impulsif. a) Sans boucle de rétro-injection (T° = 20°C). b) Avec la boucle de rétro-injection en sortie du 1er étage et après filtrage spectral avec un miroir dichroïque passe bas qui permet de supprimer l'ASE autour de 920 nm (T°=38°C).....	93
Figure III-13. Caractérisation de la forme temporelle des impulsions en sortie de la diode Axcel Photonics. a) Forme temporelle de l'impulsion en sortie mesurée à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope rapide. b) Trace d'auto-corrélation en intensité mesurée en sortie à l'aide d'un auto-corrélateur développé au laboratoire.	93
Figure III-14. Spectre de la diode laser Lumics en régime de commutation par le gain. a) Sans boucle de rétro-injection en trait rouge pointillé et avec boucle de rétro-injection en trait noir continu (T°=36°C) b) Agrandi sur le pic sélectionné avec la boucle de rétro-injection ajustée à une longueur d'onde de 915 nm (T°=36°C).	94
Figure III-15. Forme temporelle des impulsions mesurées directement en sortie de la diode laser Lumics pour une température T= 36°C, avec un courant crête de 1,1 A et une durée d'impulsion électrique de 1,2 ns.	95
Figure III-16. Montage MOPA injecté à l'aide d'une diode laser commutée par le gain.....	96
Figure III-17. Comparaison du spectre de sortie du second étage d'amplification pour une fréquence de répétition de 22MHz et un courant de pompage de 2A pour des impulsions de 350 ps et des impulsions de 85 ps.	96
Figure III-18. Spectre optique mesuré en sortie du premier étage d'amplification pour une puissance de sortie totale de 17mW. Le spectre d'ASE de l'amplificateur et de la diode laser sans rétroinjection sont également représentés pour identifier les sources de bruit.	97
Figure III-19. Spectres de sortie du 1er étage avant et après filtrage par le FBG a) Sur toute la bande autour de 920 nm b) Spectre détaillé autour de la longueur d'onde du signal.	98
Figure III-20. Spectres en sortie du second étage pour une puissance de sortie moyenne de 74 mW, 131 mW et 265 mW comparés au spectre du signal d'entrée.....	99

Figure III-21. a) Puissance en sortie du combineur (courbe noire) et en sortie de la voie 2 du circulateur (courbe rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une puissance du signal à l'entrée de 4,5mW. b) Spectre large bande autour de 915 nm pour une puissance de sortie de 74 mW.	99
Figure III-22. Montage expérimental de l'amplificateur double passage. Encart supérieur : réflexion par un miroir en espace libre. Encart inférieur : réflexion sur un FBG sur fibre 30/125µm passive.	101
Figure III-23. Courbe de réflexion et de transmission du réseau de Bragg sur fibre LMA.	102
Figure III-24. Saturation de l'amplificateur en simple et double passage. Évolution de la puissance de sortie à 915 nm et 1060 nm (mesurée du côté du FBG) en fonction du signal injecté à l'entrée pour une puissance de pompe injectée de 11,5 W.	103
Figure III-25. Saturation de l'amplificateur en simple et double passage avec une réflexion sur un miroir large bande. Évolution de la puissance de sortie à 915 nm et à 1060 nm (mesurée du côté du miroir) en fonction du signal injecté à l'entrée pour une puissance de pompe injectée de 11,5 W.	104
Figure III-26. Montage expérimental de l'étage d'amplification de puissance.	105
Figure III-27. Puissance moyenne en sortie de l'amplificateur et gain pour une puissance incidente de 1,4W et une fréquence de répétition de 2 MHz.	106
Figure III-28. Évolution des spectres en sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance moyenne du signal amplifié.	107
Figure III-29. Évolution du facteur M^2 et du rapport de la puissance à 915 nm sur la puissance à 1060 nm en fonction du rayon de courbure de la fibre n°14 fonctionnant en amplificateur (pour une puissance de sortie autour de 8W).	108
Figure III-30. Exemple de mesure du facteur M^2 pour un enroulement en spirale entre 5 cm et 5,5 cm avec une puissance de 8 W.	109
Figure IV-1. Principe du doublage de fréquence dans un cristal non linéaire et représentation en niveaux virtuels.	115
Figure IV-2. Évolution de l'intensité du processus de doublage de fréquence en fonction de la distance de propagation dans le milieu non linéaire pour $\Delta k = 0$, $\Delta k \neq 0$ et en QPM.	116
Figure IV-3. Évolution de $n_e(\theta)$ et n_o en fonction de la longueur d'onde et de l'angle θ_m entre l'axe du cristal et la direction de propagation pour une interaction de type I dans un cristal de KDP.	118
Figure IV-4. Transmission du cristal de LBO.	121
Figure IV-5. a) Évolution du facteur g en fonction du diamètre de waist du faisceau. b) Puissance moyenne doublée en fonction de la puissance moyenne incidente.	123
Figure IV-6.a) Facteur $g(B, \xi)$ en fonction du waist au centre du cristal de BBO pour le quadruplage de fréquence. b) Puissance convertie à 226 nm en fonction de la puissance incidente à 452 nm.	124
Figure IV-7. Transmission du cristal de BBO.	124
Figure IV-8. Schéma de principe pour la cascade de conversion de fréquence IR→bleu→UV et influence de l'orientation du faisceau elliptique par rapport à l'état de polarisation. ω , 2ω et 4ω désignent respectivement la pulsation fondamentale, doublée et quadruplée. n' et n'' sont les indices correspondant aux axes propres de polarisation dans le cadre d'un cristal biaxe (voir fin de la section IV.1). e et o désignent les axes de polarisation extraordinaire et ordinaire dans uniaxe.	125
Figure IV-9. Montage expérimental des deux étages de conversion de fréquence en simple passage à la sortie de la source laser Q-switch.	127
Figure IV-10. Puissance moyenne doublée à 452 nm à travers le cristal de LBO en fonction de la puissance moyenne incidente à 905 nm en régime Q-switch en considérant la puissance totale (carrés verts) et la puissance utile (cercles bleus).	128
Figure IV-11. a) Mesure du facteur M^2 pour le faisceau doublé en sortie du cristal de LBO de 20 mm pour une puissance de sortie égale à 4,2W. b) Spectre mesuré autour de 452 nm pour une puissance de 4,2 W.	129
Figure IV-12. Montage de la conversion de fréquence en double passage dans un cristal de LBO.	130
Figure IV-13. Puissance doublée à 452 nm et rendement de conversion en simple passage (SP) et double passage (DP) en fonction de la puissance incidente à 905 nm.	131
Figure IV-14.a) Évolution de la puissance UV à 226 nm en fonction de la puissance bleue à 452 nm. Insert : profil en intensité du mode transverse UV mesuré au maximum de puissance. b) Simulation par SNLO de la puissance à 226 nm en fonction de la puissance moyenne incidente pour les deux cas de la Figure IV-8, cas 1 : polarisation à 0° et cas 2 : polarisation 90°. c) Mesure de stabilité de la puissance UV sur une durée de 90 min.	132
Figure IV-15. Montage expérimental pour la conversion de fréquence dans l'UV de la source sub-nanoseconde.	133
Figure IV-16.a) Puissance doublée en fonction de la puissance moyenne incidente (trait continu). L'ajustement quadratique pour une puissance à 915 nm entre 0 et 15 W (trait mixte). b) Comparaison entre simulation et mesure pour la puissance doublée et le rendement de conversion en fonction de la puissance moyenne utile à 915 nm.	134
Figure IV-17. Impulsion à 915 nm (continu noir) mesurée en sortie de l'amplificateur pour une puissance moyenne de 22 W. Impulsion gaussienne (pointillé rouge) et différence d'énergie (hachures bleues).	135

Figure IV-18. Mesure du facteur M^2 du faisceau bleu et profil en intensité du mode obtenu à la caméra.	135
Figure IV-19. Évolution de la puissance UV à 229 nm en fonction de la puissance à 457,5 nm pour trois lentilles de focales respectives 40 mm, 50mm et 75 mm. b) Comparaison des résultats expérimentaux (lentille de focale 50mm) avec la simulation par SNLO. Puissance à 229 nm en fonction de la puissance à 457,5.....	136
Figure IV-20. a) Spectre UV en sortie pour 230 mW, 350 mW et 820 mW. b) Rendement de conversion de l'IR à l'UV en fonction de la puissance IR.....	137
Figure V-1. Illustration du principe du verrouillage des modes longitudinaux dans une cavité résonante avec $N=10$ modes. a) Évolution temporelle de la puissance du laser pour des modes possédant des phases aléatoires et b) pour des modes verrouillés en phase.	144
Figure V-2. Schéma de la cavité laser en anneau pour réaliser le verrouillage de modes.....	147
Figure V-3. Schéma de la boucle de simulation numérique permettant de modéliser la cavité en anneau.	148
Figure V-4. Résultats de la simulation numérique obtenus pour la cavité en anneau. a) Forme temporelle de l'impulsion et dérive de fréquence instantanée. b) Spectre des impulsions autour de 910 nm.	149
Figure V-5. a) Puissance de sortie autour à 910 nm en fonction de la puissance de pompe injectée dans le cœur de la fibre dopée Nd ³⁺ . b) Spectre optique en sortie pour différentes inclinaisons du filtre passe-bande.....	151
Figure V-6. Spectre RF du signal détecté en sortie de la cavité en anneau fonctionnant en régime de blocage de modes stable. Insert : Train d'impulsions sur un temps d'acquisition total de 1 μ s.	151
Figure V-7. Trace d'autocorrélation mesurée en sortie de l'oscillateur en anneau à verrouillage de modes (pour une longueur d'onde centrale de 907 nm) et ajustement par un profil gaussien.	152
Figure V-8. Schéma expérimental pour l'amplificateur et la compression par réseaux de diffraction.	153
Figure V-9. Spectre en sortie de l'amplificateur. Insert : détail du spectre autour de la longueur d'onde du signal laser.	153
Figure V-10. a) Trace d'autocorrélation en intensité mesurée en sortie de l'amplificateur. b) Trace d'autocorrélation en intensité mesurée après compression à travers une paire de réseaux de diffraction et impulsion calculée limitée par transformée de Fourier.	154
Figure V-11. Schéma du montage expérimental pour l'amplification et l'élargissement spectral dans une fibre double gaine PM dopée Nd ³⁺ à profil d'indice en W.....	156
Figure V-12. Puissance de sortie de l'amplificateur à fibre en W en fonction de la puissance de pompe pour une puissance signal injecté de 22 mW à 912 nm.....	156
Figure V-13. Évolution du spectre en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur pour des puissances de sortie comprises entre 110 mW et 650 mW.....	157
Figure V-14. a) Spectre mesuré en sortie de l'amplificateur W pour une puissance de sortie de 350 mW. b) Trace d'autocorrélation en sortie de l'amplificateur W comparée à la trace obtenue en sortie de préamplificateur c) Spectre simulé en sortie du préamplificateur et en sortie de l'amplificateur W pour une puissance de sortie amplifiée de 350 mW. d) Traces d'autocorrélation simulées en sortie du préamplificateur et en sortie de l'amplificateur W.	158
Figure V-15. a) Trace d'autocorrélation de l'impulsion compressée par réseaux de diffraction pour une puissance incidente de sortie de 350 mW et trace d'autocorrélation simulée de l'impulsion compressée avec une dispersion totale de -0,825 ps ² . b) Trace d'autocorrélation après compression pour une puissance de sortie de l'amplificateur de 650 mW correspondant à une largeur spectrale > 10 nm.	159

Liste de tableaux

Tableau II-1. Sections efficaces d'absorption à 808 nm et à 910 nm et sections efficaces d'émission stimulée à 910 nm et 1060 nm utilisées dans la simulation.	46
Tableau II-2 Liste et caractéristiques physico-chimiques des fibres LMA dopées néodyme produites par iXblue.....	55
Tableau II-3. Méthode de fabrication, concentration moyenne de chaque dopant, ouverture numérique et absorption de pompe à 808 nm pour chacune des fibres de la série 3 de géométrie 30/125.....	68
Tableau II-4. Efficacité différentielle autour de 910 nm, efficacité différentielle à 1060 nm, longueur de fibre et facteur M^2 pour les fibres n° 10, 11, 12 et 13.	69
Tableau III-1. Comparaison des différentes méthodes usuelles de génération d'impulsions optiques courtes.	79
Tableau IV-I. Propriétés principales des cristaux les plus adaptés pour le doublage de fréquence de 910 nm → 455 nm.	120
Tableau V-I. Valeurs numériques des principaux paramètres utilisés dans la simulation (voir chapitre I §1.3).....	149
Tableau V-II. Puissance moyenne en sortie de l'amplificateur associée à la largeur spectrale mesurée expérimentalement, la durée d'impulsions compressées mesurée avec la dispersion optimale et produit temps-fréquence correspondant.....	160

Introduction générale

Les très nombreuses applications actuelles des systèmes lasers dans des domaines scientifiques et industriels extrêmement variés (physique atomique et moléculaire, marquage, usinage, mesure, télécommunication, défense, spatial...) ont entraîné un effort considérable pour développer des sources lasers de plus en plus performantes avec des caractéristiques très diverses. L'effort commun des chercheurs dans les laboratoires et des ingénieurs dans les entreprises a permis le développement de sources lasers à des longueurs d'ondes très variées de l'extrême ultraviolet (XUV) à l'infrarouge lointain. Ces sources sont caractérisées par des régimes allant d'un fonctionnement continu jusqu'aux impulsions ultra-courtes femtosecondes (10^{-15} s). Les puissances optiques de sortie varient de quelques mW à quelques dizaines de kW en régime continu et peuvent atteindre le pétawatt crête en régime impulsionnel. Ces évolutions ont donné naissance à de très nombreuses technologies lasers en fonction du milieu amplificateur utilisé : lasers à gaz, lasers à semi-conducteur, lasers à solide basés sur des matériaux diélectriques (cristaux, verres) dopés aux ions de terres rares ou aux ions de transition pour obtenir les caractéristiques souhaitées. Le marché des lasers s'étend aujourd'hui à de nombreux secteurs, parmi lesquels se distinguent l'industrie manufacturière (automobile, aéronautique, microélectronique...) ou la médecine (ophtalmologie, dermatologie...). Ces marchés – en particulier le traitement des matériaux (découpe, marquage, surfaçage) – sont déjà bien couverts par des technologies éprouvées : lasers à solide ou lasers à fibre dopée pompés par des diodes lasers. Les sources lasers industrielles présentent une durée de vie longue et une maintenance limitée (fonctionnement 24h/24, 7 jours sur 7). Cependant, de nouveaux domaines d'applications en forte croissance, comme la détection LIDAR, la microscopie de fluorescence ultra-résolue, la spectroscopie, le refroidissement d'atomes et le traitement de certains matériaux spécifiques ont besoin de longueurs d'onde particulières dans le proche infrarouge, le bleu et l'UV profond. Les technologies lasers récentes ne couvrent pas l'ensemble de ces besoins et des applications importantes utilisent encore aujourd'hui des technologies comme les lasers Ti : Saphir, les lasers à vapeur métallique ou les diodes lasers à semi-conducteur qui présentent comme inconvénients majeurs une complexité de mise en œuvre élevée et/ou de faibles performances en régime impulsionnel.

L'absence de lasers impulsionnels de forte puissance disponibles commercialement et émettant dans le bleu et l'UV profond provient principalement du manque de transitions optiques offertes par les ions de terres rares. En effet, les lasers de puissance disponibles dans le proche infrarouge utilisent essentiellement des matériaux diélectriques (cristaux ou verres) dopés ytterbium ou néodyme émettant entre 1030 et 1064 nm. L'ytterbium s'est rapidement imposé comme le dopant de référence pour l'émission de forte puissance autour de 1 μ m par sa bonne efficacité de conversion pompe \rightarrow signal. Grâce à l'utilisation de la conversion non linéaire de fréquence, ces sources ont également permis d'atteindre des longueurs d'onde dans le domaine vert (autour de 532 nm) et dans l'UV (autour de 266

nm). Cependant, les matériaux dopés ytterbium ne permettent pas d'atteindre des longueurs d'onde plus courtes (< 960 nm) et par conséquent des sources lasers puissantes à des longueurs d'onde < 950 nm, < 475 nm et < 237 nm sont encore peu accessibles.

Les lasers dans le domaine spectral bleu présentent un intérêt croissant dans les applications marines et sous-marines. Le rôle des océans dans le changement climatique actuel est un sujet d'étude indispensable pour mieux comprendre ce milieu qui couvre une grande partie de la planète. Afin d'étudier de façon plus complète la surface et les fonds des océans, la technologie LIDAR (Light Detection And Ranging) semble la plus appropriée en permettant de couvrir une grande surface grâce à des lasers embarqués sur des satellites, des avions ou des navires [1], [2]. D'autre part, les communications sans fil sous-marines et la détection de cibles ou de mines à partir de technologies lasers performantes constitueraient un avantage stratégique considérable dans le domaine de la défense. Les eaux marines présentent une fenêtre de transparence de 520 nm à 580 nm à proximité des côtes et de 420 nm à 510 nm en pleine mer. Si l'émission à 532 nm obtenue par doublage de fréquence des lasers à solide (ou à fibre) dopés Ytterbium ou Néodyme couvre bien les applications dans les eaux costales, il reste nécessaire de développer de nouvelles sources dans le bleu profond (< 480 nm) pour les applications en pleine mer. D'autre part, ces sources lasers bleues permettraient un micro-usinage efficace des métaux non ferreux (or et cuivre par exemple) en microélectronique.

Les applications potentielles des sources lasers émettant dans le domaine de l'UV profond (< 250 nm) sont probablement encore plus nombreuses. Il est par exemple intéressant de citer un des capteurs du Rover Perseverance qui sillonne la planète Mars depuis 2021. L'objectif de cette mission d'exploration est de chercher des traces de vies anciennes de micro-organismes sur la planète rouge [3]. Parmi l'ensemble des capteurs embarqués sur le Rover se trouve un appareil de spectroscopie UV (SHERLOC) analysant les composés chimiques présents à la surface du sol par fluorescence et spectroscopie Raman. Ce capteur est basé sur une source laser UV néon-cuivre (NeCu) émettant des impulsions de 20 à 50 μ s à 248,6 nm pour irradier les échantillons de sol martien. La détection simultanée des bandes de réponse par diffusion Raman (252 nm-275 nm) et de fluorescence (275 nm-350 nm) est possible grâce à la longueur d'onde d'émission courte du laser embarqué (< 250 nm) qui évite le recouvrement des deux bandes spectrales [4]. Dans le cadre de la mission Perseverance, le choix d'une technologie laser éprouvée depuis des dizaines d'années semble évident. En revanche, les applications terrestres moins contraignantes pourraient bénéficier d'une alternative plus performante comparativement aux lasers à vapeur de métal dont la puissance de sortie est limitée à une centaine de mW. Des applications de stérilisation (bactérie, virus) et de traitement d'eau par voie optique profiteraient également de sources lasers émettant à une longueur d'onde plus courte dans l'UV profond pour améliorer leur efficacité. Enfin, la photo inscription point par point de fibre optique en verre de silice (dopée ou non) ou en verre fluoré profiterait de longueurs d'onde plus courtes dans l'UV pour améliorer la précision et la vitesse d'inscription.

Actuellement, les technologies laser à émission directe dans le bleu ou l'UV (laser à argon, laser à excimer, laser à vapeurs métalliques...) émettent des puissances faibles, possèdent une qualité de faisceau médiocre ou un coût et une maintenance excessives. Il est donc nécessaire d'avoir recours à la conversion de fréquence d'une source dans le proche IR. Pour que l'architecture par conversion de fréquence dans un cristal non linéaire soit efficace, la source laser fondamentale doit présenter une forte intensité optique, une bonne qualité de faisceau, une faible largeur spectrale et un état de polarisation rectiligne. Les fibres optiques à maintien de polarisation dopées aux ions de terres rares offrent la possibilité de générer une émission laser avec les caractéristiques requises. Parmi les ions de terres rares en matrice silice émettant dans le proche infrarouge, l'ion néodyme permet d'atteindre les plus courtes longueurs d'onde grâce à la transition laser ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ située autour de 900 nm. Cette transition laser permet également d'accéder, grâce à une conversion de fréquence non linéaire efficace, au bleu profond (440-470 nm) et à l'UV profond (220-235 nm). L'équipe OML (Optics, Materials and Lasers) du laboratoire CIMAP (Centre de recherche sur les Ions, les MATériaux et la Photonique) développe, depuis plus de 10 ans, des lasers à fibre de forte puissance émettant autour de 920 nm. Ces travaux de recherche sont menés en étroite collaboration avec la société iXblue qui fabrique ces fibres. La société française iXblue développe et fabrique depuis les années 2000 des fibres optiques spéciales, notamment des fibres double-gaine dopées aux ions de terres rares pour les lasers de puissance. La collaboration entre le CIMAP et iXblue porte sur l'optimisation du design des fibres dopées néodyme pour favoriser la transition laser autour de 910 nm et obtenir de fortes puissances dans ce domaine d'émission proche IR. iXblue est actuellement le seul fabricant au monde commercialisant des fibres double-gaine en silice dopées néodyme, à cœur monomode et LMA (Large Mode Area). L'entreprise possède un savoir-faire unique sur la réalisation de large cœur à faible ouverture numérique, notamment suite à la thèse d'Alexandre Barnini portant sur de nouvelles méthodes de fabrication [5]. **L'objectif des travaux de thèse présentés dans ce mémoire est donc de développer des sources lasers innovantes en régime impulsionnel de forte puissance pour trois domaines de longueur d'onde : l'infrarouge proche (~900 nm), le bleu profond (~450 nm) et l'UV profond (< 250 nm).**

Deux thèses ont déjà été consacrées à la thématique des lasers à fibre dopée néodyme au sein de l'équipe OML [6], [7]. Célia Bartolacci a par exemple démontré une puissance moyenne de 2 W à 926 nm en régime picoseconde en amplifiant une diode laser dans deux étages d'amplification basés sur une fibre dopée néodyme. À l'aide d'un cristal de PPLN, une puissance de 300 mW a été émise à 463 nm après doublage de fréquence [6]. Dans le second travail de thèse, Baptiste Leconte et l'équipe OML ont repoussé les limites atteintes précédemment en développant un laser impulsionnel en régime nanoseconde basé sur des fibres dopées néodyme à large aire modale (LMA) afin de réduire les effets non linéaires délétères. À partir d'une puissance moyenne de 10 W à 900 nm (régime nanoseconde), une puissance de 2 W à 450 nm a été obtenue par doublage de fréquence dans un cristal de LBO [7].

Cependant, l'efficacité de conversion était limitée par la qualité de faisceau et l'état de polarisation non-rectiligne du laser (fibres non-PM).

Cette nouvelle thèse est réalisée dans le cadre d'un contrat CIFRE qui renforce et formalise la longue collaboration entre le laboratoire CIMAP et la société iXblue. Les travaux menés dans le cadre de cette thèse ont également été soutenus par un financement ANR à travers le projet NeoDUV (2019-2023) qui regroupe plusieurs laboratoires et industriels dont le CIMAP, le laboratoire LP2N (Laboratoire Photonique Numérique et Nanosciences) en charge de la réalisation de sources continues mono-fréquences dans le bleu et l'UV profond à partir de fibres dopées néodyme, iXblue pour la fabrication des fibres dopées et la société Oxixus pour son expertise en optique non linéaire et dans le développement de lasers à solide mono-fréquence autour de 914 nm. Un des objectifs du projet ANR est de générer une puissance laser de 5 W autour de 455 nm et 1 W autour de 227 nm en régime impulsionnel.

Les travaux présentés dans ce manuscrit de thèse portent donc sur l'optimisation de nouvelles fibres LMA/PM dopées Nd^{3+} et sur la réalisation de sources lasers impulsionnelles émettant dans le proche infrarouge, le bleu et l'UV profond avec des puissances moyennes élevées, de l'ordre de plusieurs watts pour l'émission bleu et de l'ordre du watt pour l'émission UV. Le manuscrit est divisé en cinq chapitres.

Le premier chapitre présente un état de l'art des sources lasers existantes émettant dans ces différentes gammes de longueurs d'onde et présente les applications scientifiques et industrielles de ces sources. Nous présenterons ensuite quelques outils nécessaires à l'étude et au développement de ces sources lasers.

Dans le second chapitre, nous présenterons la géométrie de fibre adaptée pour optimiser l'émission sur la transition à 3 niveaux ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ du néodyme. Cette géométrie est indispensable pour le développement de sources lasers impulsionnelles de forte puissance fonctionnant autour de 915 nm. Nous présenterons ensuite succinctement les méthodes de fabrication des fibres dopées et en particulier les procédés de fabrication mis en œuvre par la société iXblue pour produire les fibres actives utilisées dans le cadre de ce travail. L'ensemble des fibres fabriquées durant la thèse seront inventoriées avant de caractériser leurs performances (en régime laser et en amplification) dans la dernière partie de ce chapitre. Nous présenterons également les avancées significatives en termes de puissance de sortie obtenue, avec la démonstration d'une puissance de sortie record de 83 W à 905 nm d'un laser à fibre LMA PM dopées Nd^{3+} .

Grâce aux fibres fabriquées et caractérisées au chapitre précédent, nous présenterons, dans **le troisième chapitre**, le développement de deux sources lasers impulsionnelles émettant dans le proche infrarouge autour de 910 nm. La première source repose sur le principe de la commutation de pertes

dans une cavité laser à fibre LMA dopée néodyme. Nous discuterons des limites de cette source, notamment en raison de l'incohérence partielle des impulsions générées qui réduit fortement les seuils d'apparition des effets non linéaires. L'architecture MOPA de la seconde source permet de repousser ces limites en amplifiant les impulsions sub-nanosecondes d'une diode laser commutée par le gain dans quatre étages successifs utilisant des fibres dopées Nd³⁺.

Le quatrième chapitre présente l'utilisation des deux sources lasers impulsionnelles développées dans le chapitre précédent pour obtenir une émission bleue et UV par conversion non linéaire de fréquence. La configuration de conversion de fréquence est basée sur un simple passage dans une cascade de deux cristaux non linéaires successifs, permettant la conversion directe de l'IR au bleu, puis du bleu à l'UV. Nous présenterons les résultats obtenus après doublage de fréquence de 905 nm à 452,5 nm de la source à commutation de pertes dans un cristal de LBO puis quadruplage dans un cristal de BBO permettant d'obtenir une émission laser dans l'UV profond à 226 nm avec une puissance moyenne de 550 mW. Ces résultats expérimentaux seront confrontés à des modélisations numériques pour obtenir une meilleure compréhension des facteurs limitant la conversion de fréquence. Pour finir, nous adopterons la même approche pour la source en régime sub-nanoseconde émettant à 915 nm.

Le cinquième chapitre décrit le développement d'une source laser originale émettant entre 905 nm et 912 nm en régime d'impulsions brèves. Cette source est basée sur une cavité en anneau utilisant une fibre dopée Nd³⁺ pompée directement dans le cœur et un absorbant saturable de type SESAM. Le régime de blocage de modes stable et auto-démarrant permet d'obtenir des impulsions lumineuses d'une durée d'une dizaine de picosecondes qui sont ensuite amplifiées avant de réaliser une compression temporelle de ces impulsions à l'aide d'une paire de réseaux de diffraction en transmission. Afin de réduire davantage les durées d'impulsions après compression temporelle, nous utiliserons les effets non linéaires (SPM) dans un amplificateur à fibre pour augmenter la largeur du spectre optique des impulsions. Ces impulsions lumineuses étirées en fréquence seront ensuite efficacement compressées pour obtenir des durées inférieures à 300 fs.

- [1] J. Zhang, J. Ma, T. Lu, D. Liu, X. Zhu, et W. Chen, « Compact wavelength tunable output around 440 nm pulsed laser for oceanic lidar application », *Optics Communications*, vol. 485, p. 126706, avr. 2021, doi: 10.1016/j.optcom.2020.126706.
- [2] Q. Liu *et al.*, « Optimum wavelength of spaceborne oceanic lidar in penetration depth », *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, vol. 256, p. 107310, nov. 2020, doi: 10.1016/j.jqsrt.2020.107310.
- [3] K. A. Farley *et al.*, « Mars 2020 Mission Overview », *Space Sci Rev*, vol. 216, n° 8, p. 142, déc. 2020, doi: 10.1007/s11214-020-00762-y.
- [4] L. Beegle *et al.*, « SHERLOC: Scanning habitable environments with Raman luminescence for organics chemicals », in *2015 IEEE Aerospace Conference*, Big Sky, MT, mars 2015, p. 1-11. doi: 10.1109/AERO.2015.7119105.
- [5] A. Barnini, « Mise au point et caractérisation de nouvelles compositions de verres de silice dopée ytterbium par méthode plasma (SPCVD) pour application en tant que fibre laser », Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017.
- [6] C. Bartolacci, « Nouvelles sources laser bleues à base de fibres dopées Néodyme », Université Caen Basse Normandie, 2010.
- [7] L. Baptiste Leconte, « Développement de sources laser à fibre dopée Nd³⁺ pour une émission autour de 900 nm et 450 nm. », Université Caen Basse Normandie, 2016.

**I. Sources lasers impulsionnelles autour de 900nm
pour conversion de fréquence dans le bleu et
l'UV – Contexte et généralités**

Dans ce premier chapitre, nous allons dresser un état de l'art des sources lasers existantes émettant dans le bleu et l'UV profond. Nous précisons en particulier l'intérêt de ces sources au travers de leurs applications potentielles. Ensuite, nous décrivons les modèles physiques et numériques indispensables qui permettent d'étudier et de développer ce type de sources. Le principe des fibres optiques passives et actives sera d'abord présenté. Nous introduisons ensuite les processus d'amplification dans des fibres dopées néodyme et les spécificités d'une émission autour de 900 nm. Pour finir, nous décrivons les effets apparaissant dans les fibres optiques susceptibles d'intervenir dans le développement de nos sources.

I.1 État de l'art des sources lasers impulsionnelles émettant dans le bleu et l'UV profond

I.1.1 Sources lasers bleues

I.1.1.1. Sources lasers en régime continu

Depuis la démonstration du premier laser à Argon ionisé par Bridges et al. [1], les sources lasers continues émettant dans le domaine bleu (400-490 nm) se sont considérablement développées. L'état de l'art de ces sources a déjà été réalisé dans le cadre de la thèse de Célia Bartolacci au sein de notre équipe de recherche [2]. Après un bref rappel, nous nous concentrerons donc exclusivement sur les développements de sources lasers impulsionnelles qui constituent l'essentiel des recherches menées durant ces nouveaux travaux de thèse. De nombreuses applications, notamment en vélocimétrie laser Doppler, en imagerie et détection sous-marine, en stockage de données sur support optique et en holographie ont favorisé l'étude et l'intérêt des sources lasers continues émettant dans le domaine spectral bleu. Parmi ces sources, on peut citer les lasers à gaz comme le laser Hélium-Cadmium [3] qui possède une raie d'émission à 442 nm mais aussi le laser à Argon ionisé [1] avec plusieurs raies d'émission entre 454 et 529 nm utilisées dans des systèmes commerciaux [4], [5]. Cependant, ces sources ont un rendement électrique-optique faible, nécessitent un refroidissement actif et une maintenance périodique coûteuse. À partir du milieu des années 1990, les diodes lasers à base de semi-conducteur à large gap en nitrure de gallium (GaN) sont également apparues. Ces diodes lasers ont permis le développement des disques optiques Blu-ray à large capacité de stockage [6] grâce à une longueur d'onde plus courte (405 nm) que celles utilisées pour les CD-ROM (780 nm) ou les DVD (635 nm). Malgré la compacité des diodes lasers, les puissances obtenues sont limitées à quelques centaines de milliwatts pour les diodes lasers mono-émetteurs. Au-delà d'une centaine de milliwatts, les diodes sont constituées par une multitude d'émetteurs couplés et la qualité des faisceaux émis est fortement dégradée. Une autre approche pour obtenir une émission laser directe autour de 480 nm repose sur les lasers à solides dopés Thulium ou Praséodyme. En effet, ces ions possèdent des transitions optiques à des longueurs d'onde adaptées ($\text{Tm}^{3+} : {}^1\text{G}_4 \rightarrow {}^3\text{H}_6$ émettant à 480nm [7] et $\text{Pr}^{3+} : {}^3\text{P}_1 \rightarrow {}^3\text{H}_4$ émettant à 479 nm [8]). Pour ces transitions en émission depuis un niveau d'énergie élevé, le pompage peut être direct à 440 nm ou par up-conversion en pompant optiquement étape par étape dans le domaine spectral

rouge ou infrarouge. Le pompage optique direct du Praséodyme à 440 nm est rendu possible grâce au développement des diodes lasers GaN citées précédemment. La mise en œuvre et l'obtention d'une inversion de population et d'un gain élevé sur ces transitions optiques du Thulium et du Praséodyme nécessitent toutefois l'utilisation de matériaux à basse énergie de phonons comme les cristaux de fluorure (LiYF₄ ou YLF par exemple) ou les fibres fluorées ZBLAN (ZrF₄-BaF₂-LaF₃-AlF₃-NaF). Malheureusement, les matériaux à basse énergie de phonons sont souvent de mauvais conducteurs thermiques, ce qui limite leur refroidissement et donc les puissances en sortie qui peuvent être générées. Ces sources permettent donc d'obtenir des puissances modérées (< 100 mW) en régime continu et ne sont pas toujours adaptées pour le milieu industriel, même si des études ont été menées pour optimiser ces systèmes [9]. Quelques sources sont toutefois commercialement disponibles émettant en régime continu :

- Les lasers à solide monolithiques à doublage de fréquence intracavité commercialisées par exemple par Oxixus (mono-fréquence 405-488 nm ; P < 300 mW) [10] ;
- Les sources OPSL (Optically Pumped Semiconductor Lasers) commercialisées par Coherent (405-488nm ; P < 2 W pour les sources avec un mode TEM₀₀) [4] ;
- Les diodes lasers affinées spectralement doublées en fréquence par cavité externe, commercialisées par exemple par Toptica et Sacher (405-488nm ; P < 1,3 W) [11], [12].

Ces sources présentent tout de même certaines faiblesses. La puissance des OPSL est limitée par le seuil d'endommagement du semi-conducteur. Les sources monolithiques sont compactes mais les puissances ne dépassent pas quelques centaines de mW. Les sources continues dans le domaine spectral bleu ne sont cependant pas un des objectifs de ce travail de thèse. Dans le cadre du projet collaboratif « NeoDUV » financé par l'ANR, l'équipe du LP2N à Talence est en charge de la mise en œuvre d'une source mono-fréquence continue à 461 nm puis à 230,5 nm par doublage et quadruplage de fréquence d'une source émettant dans le proche IR.

I.1.1.2. Sources lasers en régime impulsionnel

Les sources lasers en régime impulsionnel dans le domaine spectral bleu sont moins répandues que les sources fonctionnant en régime continu. Il existe trois types de sources lasers bleues impulsionnelles :

- Les sources lasers à colorants organiques ;
- Les diodes lasers GaN déclenchées par le gain ;
- Les sources lasers à solide (ou à fibre) basées sur la conversion de fréquence d'une émission infrarouge par des matériaux dopés aux ions de terres rares.

Les lasers à colorants organiques ont été démontrés dès 1966 et fortement étudiés dans les années 1970-1990 [13], [14]. Ils présentent un gain par émission stimulée élevé et une très large bande

spectrale, qui ont permis l'essor de lasers accordables de l'UV jusqu'au proche infrarouge. D'autre part, la bande spectrale de gain pouvant atteindre plusieurs dizaines de nm, ces lasers ont également été privilégiés pour la génération d'impulsions ultra-courtes jusqu'à l'avènement des lasers Ti : Saphir. En 1978, Eckstein et al. développent une source laser à colorant (stilbène) accordable entre 420 et 470 nm avec des impulsions picosecondes et une puissance moyenne de 20 mW [15]. Le pompage optique synchrone était réalisé par un laser Argon émettant en régime de blocage de modes actif dans l'UV autour de 350 nm. Une circulation continue de la solution de Stilbène 3 était nécessaire afin d'assurer un refroidissement et une homogénéité du colorant mais surtout pour laisser le temps à la molécule de quitter un état métastable l'empêchant de participer à l'amplification. La complexité et l'encombrement évident du montage ainsi que la fragilité des molécules organiques avec des effets de photo-dégradation au cours du temps ont depuis rendu ces systèmes obsolètes.

Les diodes lasers à semi-conducteur GaN (Nitrure de Gallium), mentionnées au paragraphe précédent, peuvent également émettre en régime impulsionnel. En utilisant un pompage électrique en courant modulé au cours du temps, il est possible de moduler le gain de la diode laser afin de produire des impulsions lumineuses en sortie. On parle alors de fonctionnement en régime de commutation de gain (« Gain-switch »). Grâce au signal de commande électrique, la fréquence de répétition des impulsions lumineuses générées peut alors être ajustée du kilohertz jusqu'au mégahertz de façon parfaitement synchronisée. La durée des impulsions obtenues varie typiquement d'une dizaine de picosecondes à une dizaine de nanosecondes en fonction de la configuration de la cavité résonante de la diode laser et des propriétés électriques (en particulier de l'inductance) du boîtier de conditionnement. Kono et al. [16] ont par exemple fait fonctionner une diode laser InGaN déclenchée par des impulsions électriques nanosecondes émettant des impulsions de 10 ps avec 12 W de puissance crête à 405 nm et un taux de répétition de 100 kHz, correspondant à une puissance moyenne de 12 μ W. Bien que les diodes lasers GaN soient relativement compactes et produisent des impulsions courtes, les puissances crêtes pouvant être générées ne dépassent pas la dizaine de watt pour des faisceaux monomodes transverses. Cette limitation est liée au risque d'endommagement du semi-conducteur sur les facettes de sortie de la diode laser. Les largeurs spectrales et les durées temporelles des impulsions restent également souvent instables dans ce mode de fonctionnement.

Le manque de sources lasers émettant directement de fortes puissances moyennes ($P > 5$ W) dans le domaine bleu nous amène à une dernière approche reposant sur une émission indirecte par conversion non linéaire de fréquence à partir d'une source laser fonctionnant de façon efficace dans le proche infrarouge. Il s'agit en fait de l'approche la plus étudiée actuellement car elle permet de générer des puissances crêtes très élevées. Dans le domaine des lasers à fibre, la génération d'impulsions de haute énergie dans le proche infrarouge a été démontrée notamment avec les lasers à fibre en silice dopée Ytterbium, émettant à 1064nm. Ces sources lasers à fibre compactes se sont en effet rapidement imposées en raison de leur émission caractérisée par une forte puissance et une très bonne qualité de

faisceau. En focalisant l'émission infrarouge dans un cristal non linéaire, il est possible de générer une onde lumineuse avec une fréquence doublée par rapport au rayonnement infrarouge incident. Dans le cas de l'Ytterbium, des sources lasers par doublage de fréquence ont ainsi été développées dans le bleu-vert entre 490 et 530 nm avec des puissances crêtes relativement élevées. Dupriez et al. [17] ont ainsi obtenu 80 W de puissance moyenne à 530 nm par doublage de fréquence dans un cristal de triborate de lithium (LiB_3O_5 - LBO) d'une longueur de 15 mm à partir d'un laser à fibre dopée Ytterbium fournissant une puissance moyenne de 176 W à 1060 nm (impulsions d'une durée de 80 ps à une fréquence de répétition de 120 MHz). Plus récemment, une source Ytterbium entièrement fibrée a permis de produire 30 W de puissance moyenne à 532 nm à partir de 73 W à 1064 nm avec des impulsions de 16 ps [18]. Cependant, pour émettre dans le bleu « pur » à des longueurs d'onde inférieure à 480 nm, il est nécessaire de convertir par doublage de fréquence une source infrarouge émettant à une longueur d'onde fondamentale inférieure à 960 nm. La majorité des sources lasers de forte puissance émettant à ces courtes longueurs d'onde sont des lasers à solide employant des monocristaux dopés néodyme :

- Cristal de grenat d'Yttrium-aluminium (Nd:YAG) pour une émission à 946 nm ;
- Cristaux de vanadate d'yttrium (Nd:YVO₄) ou de vanadate de gadolinium (Nd : GdVO₄) émettant autour de 914 nm.

Cette approche a été très largement explorée depuis la fin des années 2000. Par exemple, Gao et al. [19] ont démontré un laser impulsionnel à 914 nm utilisant un cristal de Nd:YVO₄ déclenché par modulation de pertes (Q-Switch) à l'aide d'une cellule acousto-optique. En plaçant le cristal de LBO intracavité dans un oscillateur en Z (Figure I-1), une puissance moyenne de 526 mW a été générée à 457 nm.

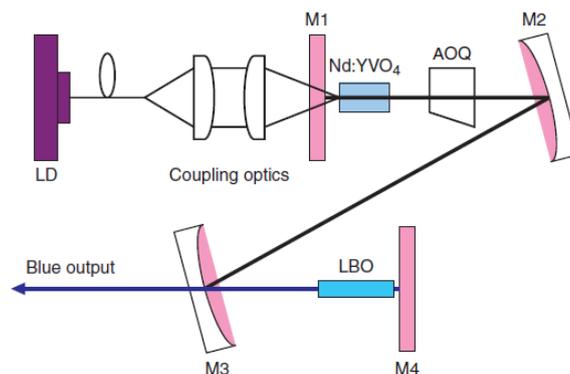


Figure I-1. Schéma de la cavité laser en Z avec un cristal de Nd:YVO₄ comme milieu à gain, une cellule acousto-optique pour moduler les pertes et un cristal de LBO pour le doublage de fréquence intracavité [19].

À l'aide d'un cristal de Nd:GdVO₄, Chen et al. [20] ont démontré un fonctionnement impulsionnel par modulation de pertes passive (absorbant saturable Cr⁴⁺:YAG) permettant de générer des impulsions d'une durée de 40 ns avec une fréquence de répétition de 76 kHz et une puissance moyenne de 2,8 W à 912 nm. Par doublage de fréquence intra cavité à l'aide d'un cristal de triborate de bismuth (BiBO), une puissance moyenne de 1,2 W a été obtenue à 456 nm. En 2014, la même équipe a également démontré

la génération de 623 mW à 456 nm par doublage de fréquence extra cavité à partir d'une source à 912 nm proche de la configuration précédente [21].

Une étude sur une fibre monocristalline de Nd:YAG a également été menée par Deyra et al. [22]. Ces fibres monocristallines présentent des longueurs relativement importantes (de l'ordre de 50 mm dans le cas étudié par Deyra et al.), donc très supérieures aux longueurs des cristaux massifs. Cette longueur élevée permet de diminuer la concentration en néodyme tout en maintenant une bonne absorption de la pompe avec un échauffement maîtrisé. En fonctionnement Q-Switch, le laser délivrait une puissance moyenne supérieure à 8 W à 946 nm avec des impulsions de 30 ns et une fréquence de répétition de 10 kHz. Par conversion de fréquence non linéaire dans un cristal non linéaire de BiBO, une puissance maximale de 3 W à 473 nm a été obtenue avec une très bonne qualité de faisceau ($M^2 < 1,4$).

Les lasers à solide pompés par diode, largement étudiés depuis plus de 40 ans sont fiables et robustes. Ils sont une solution réaliste pour le développement de lasers impulsions dans le domaine bleu. Ils sont toutefois soumis à des effets thermiques importants liés à la petite taille des cristaux qui limitent la dissipation thermique et peuvent fortement dégrader la qualité de faisceau ou limiter la puissance de sortie.

Une autre approche consiste à utiliser la conversion non linéaire de fréquence d'un laser à fibre dopée Thulium sur la transition ${}^3F_4 \rightarrow {}^3H_6$ autour de 1950 nm, ce qui permet par doublage puis par quadruplage de fréquence d'obtenir une émission respectivement à 975 nm puis à 487 nm. Creeden et al. [23] ont utilisé un oscillateur à fibre dopée Thulium émettant à 1946 nm pompé en régime impulsions par une source laser dopée Erbium fonctionnant à 1560 nm. Ce laser à fibre dopée Tm^{3+} était suivi d'un amplificateur à fibre permettant d'obtenir une puissance moyenne de 12,8 W avec des impulsions de 60 ns et une fréquence de répétition de 500kHz dans un montage entièrement fibré. Par conversion de fréquence dans deux cristaux successifs de niobate de lithium périodiquement polarisés dopés magnésium (MgO : PPLN), Creeden et al. ont obtenu une puissance moyenne de 1,9 W à 486 nm. Bien que les fibres dopées Thulium soient efficaces pour générer des puissances crêtes importantes dans le moyen IR en raison d'une longue durée de vie du niveau émetteur 3F_4 , l'efficacité de cette méthode reste limitée en raison de la nécessité d'utiliser deux étages de conversion de fréquence successifs. De plus, les problèmes thermiques et les seuils de dommage des cristaux non-linéaires comme le MgO : PPLN (absorption dans le domaine bleu et effets photo-réfractifs), limiteraient rapidement les puissances de sortie accessibles par cette technique.

I.1.1.3. Sources DUV

L'émission laser continue ou impulsions dans l'UV profond (<250 nm) a été peu explorée jusqu'à présent malgré l'intérêt croissant de ce domaine de longueurs d'onde pour de nombreuses applications que nous citerons à la fin de cette partie. Très peu de milieux amplificateurs présentent une émission directe dans l'UV - et en particulier dans l'UV profond - qui soit efficace et fiable. Les diodes

lasers GaN à puits quantiques ont démontré très récemment la possibilité d'obtenir une émission laser continue à 244 nm à température ambiante [24]. Mais la technologie n'est pas encore mature et les puissances de sortie seront probablement limitées à quelques dizaines de mW, en raison des risques d'endommagement des facettes du semi-conducteur utilisé pour fabriquer ces diodes (au même titre que les diodes lasers émettant dans le bleu). Les seules sources lasers commerciales à émission directe dans l'UV profond sont obtenues par des lasers à vapeur métallique avec l'hélium-argent (224 nm) et le néon-cuivre (248 nm) émettant en régime quasi continu avec une puissance moyenne inférieure à 100 mW [25]. Si l'émission laser directe dans l'UV profond n'est pas efficace, nous pouvons appliquer la même logique que pour l'émission dans le bleu, à savoir passer par une conversion non-linéaire de fréquence d'une source laser fonctionnant dans le bleu. On trouve ainsi des sources continues émettant entre 229 nm et 364 nm par doublage de fréquence d'un laser à Argon avec des puissances de 5 mW à 100 mW en fonction de la longueur d'onde [4].

L'efficacité, la robustesse et les puissances moyennes obtenues actuellement avec les sources lasers émettant dans l'infrarouge proche entre 900 nm et 940 nm - comparées aux sources lasers à émission directe bleue et UV - sont suffisantes pour envisager un quadruplage de fréquence dans deux étages non-linéaires successifs (comme illustré schématiquement sur la Figure I-2) pour générer de l'UV profond.

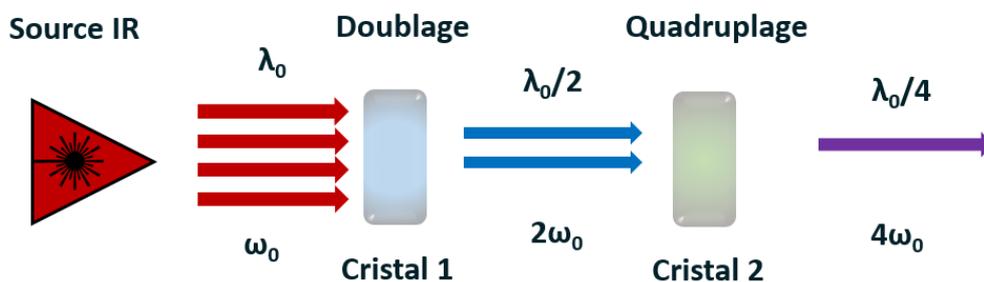


Figure I-2. Schéma de principe d'une source laser dans l'UV par cascade de conversion de fréquence en simple passage.

Récemment, une source UV basée sur ce concept a été commercialisée par Toptica [11]. Elle utilise une diode laser et un amplificateur à semi-conducteur (ou à fibre) quadruplé en fréquence dans une cavité externe. L'évolution de la puissance de sortie de cette source en fonction de la longueur d'onde est représentée sur la Figure I-3, qui illustre bien la diminution significative de puissance lorsque la longueur d'onde d'émission devient inférieure à 250 nm.

Dans plusieurs travaux déjà cités sur les sources lasers impulsionnelles émettant dans le bleu, les auteurs ont également testé une approche avec deux étages de conversion de fréquence pour obtenir la 4^{ème} harmonique (FHG : Fourth Harmonic Generation) de la longueur d'onde fondamentale du laser. Deyra et al. [26] ont ainsi obtenu à partir d'un laser à 946 nm émettant une puissance moyenne de 9 W basé sur une fibre monocristalline Nd : YAG (cf. I.1.1.2) et deux étages de cristaux NL (BiBO pour le doublage puis BBO pour le quadruplage de fréquence), une puissance finale de 600 mW à 236,5 nm

avec une fréquence de répétition de 20 kHz et des durées d'impulsions de 30 ns. L'efficacité de conversion de l'IR à l'UV est égale à 6,5%, ce qui semble assez faible mais représente des puissances moyennes et des puissances crêtes remarquables pour ce domaine de longueurs d'onde.

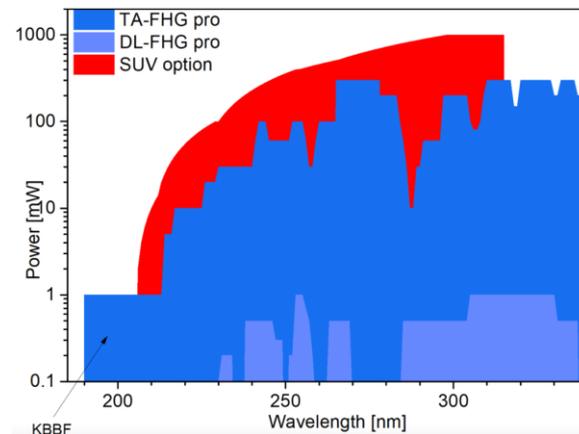


Figure I-3. Puissance de sortie en fonction de la longueur d'onde en émission d'une source commerciale fonctionnant dans l'UV [11].

Très récemment, Fu et al. [27] ont développé un laser entièrement fibré intégrant cinq étages d'amplification à base de fibres dopées ytterbium afin de générer 26 W (dont 23,5 W sont disponibles à l'entrée du cristal doubleur) à 1040 nm avec des impulsions de 585 ps et une fréquence de répétition de 1,6 MHz. Par doublage de fréquence dans un cristal de LBO puis quadruplage de fréquence dans un cristal de BBO, une puissance moyenne de 5,8 W à 260 nm a été démontrée.

D'autres systèmes basés sur le principe illustré sur la Figure I-2 ont également été explorés. On peut citer par exemple la source hybride laser à fibre + « thin disk » dopés ytterbium développée par Novák et al. émettant 60 W à 1030 nm avec des impulsions picosecondes (~ 4 ps) [28]. Cette source a permis de générer 35 W à 515 nm par doublage de fréquence dans un cristal de LBO et jusqu'à 6 W d'UV à 257 nm par génération de 4^{ème} harmonique dans un cristal de CLBO.

Une autre approche pour atteindre des longueurs d'onde courtes dans l'UV consiste à générer la 5^{ème} harmonique d'un laser émettant dans le proche infrarouge entre 1000-1100 nm. Chu et al. ont très récemment proposé un laser Nd:YVO₄ à verrouillage de modes émettant des impulsions picosecondes à 1064 nm pour générer une émission à 213 nm par quintuplage de fréquence [29]. Le schéma du montage comprenant les 3 étages de conversion de fréquence non-linéaire est présenté sur la Figure I-4. Un premier cristal de LBO permet de générer une émission avec une fréquence double (SHG : Second Harmonic Generation) à 532 nm. Le second cristal de LBO en cascade permet par somme de fréquences entre l'émission fondamentale et l'émission doublée de générer une émission triplée en fréquence (THG : Third Harmonic Generation) à 355 nm. Les deux rayonnements à 355 nm et 532 nm sont ensuite séparés spatialement et un délai permet d'ajuster le recouvrement temporel des

Réf.	Technologie	λ (nm)	Puissance moyenne	Puissance crête	Δt	F_{rep}	+	-
[30]	Nd :YAG + Single Crystal Fiber	266	530mW	1MW	540ps	1kHz	Puissance crête élevée + bonne qualité de faisceau	Puissance moyenne faible
[31]	Fibre Yb	266	2,9W	1,81 kW	20ps	80MHz	Bonne efficacité de conversion	Stabilité long terme faible
[27]	Fibre Yb + LMA	260	5,8W	6,2 kW	585ps	1,6MHz	Système fibré + bonne efficacité de conversion	Complexité + médiocre qualité de faisceau
[28]	Laser à fibre Yb + « thin disk »	257	6W	30 MW	2ps	100kHz	Puissance crête très élevée + impulsions courtes	Durée de vie + complexité de la source
[26]	Nd :YAG fibre monocristalline MOPA	236,5	600mW	1,1 kW	27ns	20kHz	Stabilité sur 120 min + simplicité	Impulsions longues + efficacité FHG faible
[29]	Nd :YVO ₄ + 3 ampli à solide	213	1,37W	80 kW	17ps	1MHz	Courte longueur d'onde + puissance moyenne et crête élevée	Conversion de fréquence complexe
[32]	Fibre Er + Fibre Yb	199	50mW	14 W	~1,5ns	2,4MHz	Très courte longueur d'onde	2 sources + 4 cristaux non linéaires

Table I-1. Tableau non exhaustif des résultats récents de sources pulsées émettant dans l'UV (<270 nm) par conversion de fréquence de laser à solides ou de lasers à fibres

Les longueurs d'onde courtes dans l'UV présentent l'avantage d'une absorption très élevée dans de nombreux matériaux (y compris des matériaux diélectriques à large gap ou des métaux). L'absorption d'un rayonnement laser dans l'UV profond s'effectue alors sur une profondeur très faible. Pour l'inspection de semi-conducteurs, une longueur d'onde courte augmente grandement la sensibilité de détection de défauts de surface [33]. Les processus de photo inscription - principalement réalisés par laser excimer - de réseaux de Bragg sur des fibres aluminosilicate ou phosphosilicate ou de guides

d'onde optique sur silice, profitent également d'une plus grande photosensibilité des verres de silice aux courtes longueurs d'onde UV [34], [35]. D'autre part, la spectroscopie Raman par excitation d'une source laser émettant en dessous de 230 nm présente l'avantage d'une importante absorption par de nombreuses molécules organiques tout en possédant une réponse Raman en dessous des bandes d'émission solaire et de fluorescence de la quasi-totalité des matériaux (>260 nm) [36]. Enfin, les bandes d'absorption électronique de certaines molécules dangereuses en lien avec des explosifs ou des composants radioactifs et chimiques se trouvent en dessous de 250 nm et peuvent faire l'objet d'une détection non invasive par fluorescence induite par laser (LIF) [37], [38].

En conclusion de ce bref état de l'art sur les sources lasers à émission dans le domaine bleu ou l'UV profond, les solutions proposées ne permettent pas d'atteindre des puissances très élevées ($P < 5W$ dans le bleu, $P < 1W$ dans le deep UV) ou présentent des caractéristiques (longueur d'onde, qualité de faisceau, robustesse...) qui ne sont pas totalement satisfaisantes pour certaines applications. Le principe général adopté dans notre approche consiste donc à développer une source laser efficace émettant dans le proche IR à courte longueur d'onde ($\lambda < 940$ nm) suivie par deux étages de doublage et de quadruplage de fréquence par cristaux non linéaires pour obtenir une émission dans le bleu puis dans l'UV profond.

I.1.2 Choix de la source laser émettant à $\lambda < 940$ nm

Pour le choix de la source laser IR émettant à $\lambda < 940$ nm, deux principales technologies se démarquent pour réaliser ce type de système :

- Les lasers à solides dopés Nd^{3+} ;
- Les lasers à fibres dopées Nd^{3+} .

Pour que le (ou les) étage(s) de conversion non linéaire de fréquence soient efficaces, en se basant sur la littérature pour un doublage efficace dans un cristal de LBO, il faut une source laser infrarouge initiale possédant les caractéristiques suivantes :

- Faible largeur spectrale (< 2 nm) ;
- Polarisation rectiligne (taux de polarisation $> 90\%$) ;
- Bonne qualité de faisceau, proche de la limite par diffraction ($M^2 < 1,5$) ;
- Puissance crête élevée (> 10 kW).

Les systèmes à fibre confinent l'onde lumineuse dans le cœur de la fibre optique, ce qui permet un guidage permettant d'aboutir à des systèmes compacts avec une qualité de faisceau à la limite de diffraction. Les fibres présentent également l'avantage d'avoir un gain élevé sur des bandes spectrales larges. Le rapport volume de gain/surface d'interaction avec l'environnement extérieur de la fibre optique permet de maîtriser facilement les effets thermiques. Par contre, l'utilisation d'une fibre optique impose une longueur de propagation élevée ($L > 1$ m) qui, associée à une forte densité de puissance

confinée dans le cœur, conduit souvent à des effets non linéaires indésirables. Ces effets non linéaires induisent alors des instabilités temporelles et spectrales sur les impulsions émises. Ce point étant crucial, la compréhension physique et théorique des effets non linéaires associés à la propagation d'une impulsion dans une fibre optique sera détaillée à la fin de ce chapitre.

Parmi l'ensemble des transitions laser basées sur les émissions de terres rares dans les fibres optiques en silice, les fibres silice dopées néodyme fonctionnant sur la transition à 3 niveaux ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ sont le seul milieu à gain adapté au développement de sources de forte puissance à des longueurs d'onde courtes dans l'infrarouge (λ entre 872 nm à 936 nm ; voir partie I-2-2) [39]. Cette plage de longueurs d'onde permet d'atteindre le bleu et l'UV profond en utilisant seulement deux étages de conversion non linéaire de fréquence. Dans la prochaine partie, un bref rappel sera fait sur les principales propriétés des fibres optiques, des amplificateurs à fibre dopée et sur les caractéristiques spectroscopiques de l'ion néodyme qui seront utiles pour faciliter la compréhension dans la suite de la thèse.

I.2 Amplification autour de 915 nm dans les fibres dopées Nd

I.2.1 Fibre optique

Les fibres optiques « standards » utilisées dans les télécommunications sont composées d'un cœur en silice dopée d'indice n_c , d'une gaine en silice pure d'indice $n_g < n_c$ et d'un revêtement polymère permettant de protéger mécaniquement la fibre. L'indice du cœur est généralement contrôlé grâce à des dopants comme le germanium ou le phosphore qui augmentent légèrement l'indice. Il est alors possible de créer différents profils d'indice, les plus répandus étant le profil à saut d'indice et le gradient d'indice. On peut définir l'ouverture numérique (ON) de la fibre optique – qui est convention pratique dans le cas des fibres monomodes – comme le cône d'acceptance angulaire à l'injection pour que la lumière incidente soit effectivement guidée dans le cœur par réflexion totale interne [40]. Cette ouverture numérique ne dépend que des indices de cœur n_c et de gaine n_g suivant l'équation :

$$ON = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.1)$$

La fréquence normalisée V qui détermine le nombre de modes transverses guidés dans la fibre se déduit de l'ON par :

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda} ON = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (1.2)$$

où a est le rayon du cœur de la fibre et λ la longueur d'onde de la lumière guidée.

Cette fréquence normalisée permet de définir une limite pour que seul le mode fondamental LP_{01} , caractérisé par une distribution radiale d'intensité quasi-gaussienne, soit guidé. Lorsque $V < 2,405$, la fibre est monomode et seul le mode fondamental LP_{01} peut se propager dans la fibre. Pour une ouverture

numérique standard ($ON \sim 0,17$), une fibre optique est monomode autour de 915 nm pour un rayon de cœur $a \sim 2 \mu\text{m}$. Cependant, si le rayon de cœur a est supérieur à 10-15 μm et l'ON réduite à 0,05-0,08, cela correspond à des fibres optiques dites à large aire modale (LMA= Large Mode Area), comme nous le verrons dans la partie II.

Lorsque $V > 2,405$, la fibre optique permet la propagation – en plus du mode LP_{01} toujours guidé – d'un (ou plusieurs) mode(s) d'ordre élevé supplémentaire(s). La lumière injectée peut alors se répartir sur ces différents modes qui peuvent interférer entre eux, impactant la qualité de faisceau en sortie de la fibre. L'évolution de la constante de propagation en fonction de la fréquence normalisée V est illustrée sur la Figure I-5-a), indiquant le nombre de modes pouvant se propager en fonction de la valeur V . Les modes sont notés LP_{lm} pour linéairement polarisés. Les distributions en intensité du mode fondamental LP_{01} et les premiers modes d'ordre plus élevé sont représentés sur la Figure I-5-b). En pratique, le mode spatial (le champ) en sortie d'une fibre multimode est une combinaison linéaire de plusieurs de ces modes guidés.

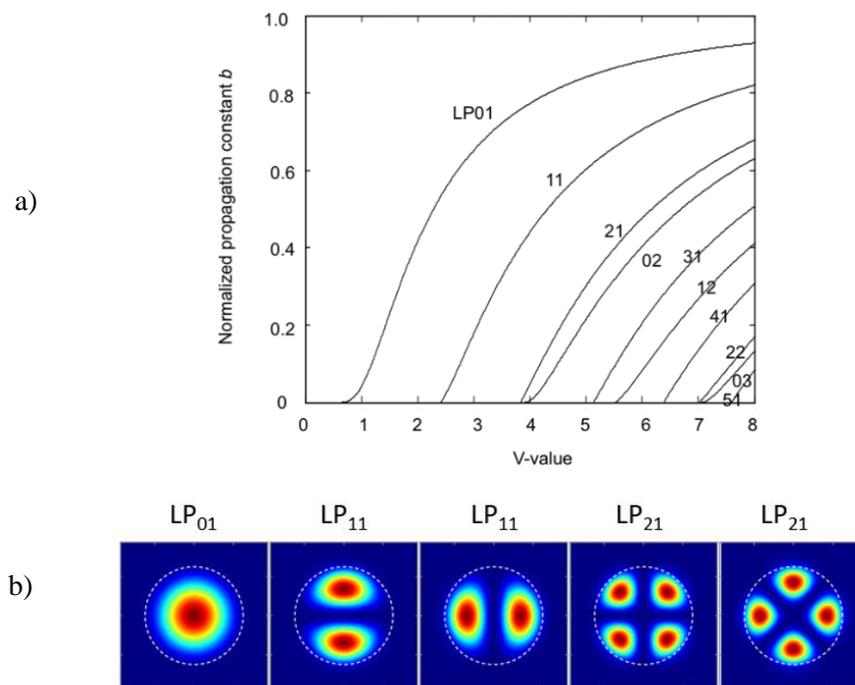


Figure I-5. (a) Propagation des modes transverses dans une fibre optique en fonction de la fréquence normalisée V pour une fibre à saut d'indice [41], (b) Représentation des profils d'intensités des premiers modes LP_{lm} [42]

I.2.2 Fibres dopées et amplificateurs à fibres

I.2.2.1. Fibres dopées

En 1964, l'amplification d'un signal lumineux à 1060 nm dans une fibre optique dopée néodyme est rapportée pour la première fois [43]. Le choix du dopant s'appuie sur l'étude et les avancées réalisées

à l'époque sur les matériaux massifs (cristaux et verres) dopées au néodyme. Le pompage transverse de la fibre est réalisé par une lampe flash autour de laquelle est enroulée la fibre dopée, ce qui s'avère peu efficace. La technique de pompage longitudinal par laser est développée en 1973 [44] et va permettre d'améliorer nettement les performances des amplificateurs et des lasers à fibre. Les fibres en silice dopées aux ions terres rares ont été très largement étudiées et elles sont maintenant un milieu à gain très répandu dans de nombreux lasers et amplificateurs. Elles présentent de nombreux avantages par rapport aux lasers à solides à base de cristaux, notamment leur grande robustesse et leur qualité de faisceau, qui en font de très bons systèmes industriels avec peu de maintenance et une durée de vie longue même lors de fonctionnements industriels intenses (7J/7, 24h/24). Désormais, de très nombreux composants optiques sont disponibles en version fibrée et permettent ainsi de développer des systèmes laser entièrement fibrés qui sont faciles à mettre en œuvre, robustes et n'ont pas besoin d'être alignés.

L'autre atout des fibres, par rapport aux cristaux, est leur géométrie. En effet, la limite principale lors de l'augmentation de la puissance en sortie des lasers à solides est liée à l'échauffement des cristaux par des processus non radiatifs. La petite taille des cristaux ne permet pas de les refroidir efficacement, ce qui entraîne un gradient de température qui se traduit par un gradient de l'indice de réfraction. Ce gradient d'indice va fortement dégrader la qualité du faisceau laser (effet de lentille thermique). À l'inverse, la fibre présente une très grande surface par rapport à son volume actif ce qui permet une très bonne dissipation thermique. De plus, dans les fibres monomodes, l'échauffement n'entraîne pas de dégradation modale et n'a donc pas (ou peu) d'impact sur les caractéristiques spatiales du faisceau laser émis.

Dans les années 80, l'avènement de nouvelles techniques de dopage en solution pour fabriquer des fibres dopées combiné à l'amélioration des diodes lasers de pompage a permis le développement des amplificateurs à fibre dopée erbium fonctionnant autour de 1,55 μm , devenus incontournables dans les télécommunications [45], [46]. Toutefois, le pompage des fibres par des diodes lasers monomodes injectées directement dans le cœur est limité à quelques centaines de milliwatts, ce qui a constitué pendant longtemps un verrou technologique pour augmenter les puissances de sortie des lasers à fibre.

I.2.2.2. Fibres double gaine

En 1988, la limitation en puissance de sortie imposée par les diodes de pompage monomodes a été repoussée grâce aux fibres à double gaine [47]. Le cœur avec une ON faible ($< 0,2$) guide le signal tandis que la gaine d'ON plus élevée ($\sim 0,5$) permet d'injecter le faisceau de pompe issu d'une diode laser multimode transverse. L'absorption de la pompe s'effectue par recouvrement des modes se propageant dans la gaine avec le cœur dopé de la fibre, comme représenté schématiquement sur la Figure I-6.

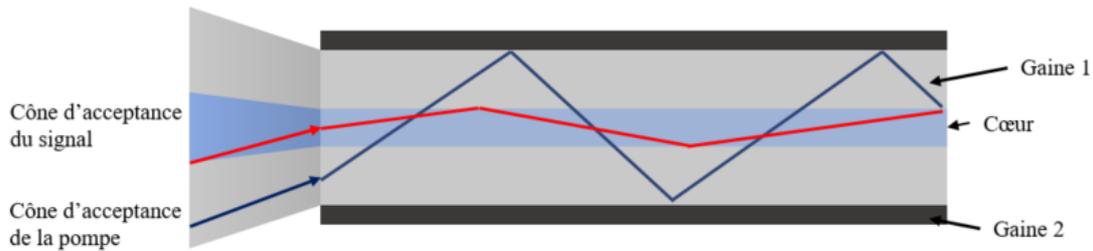


Figure I-6. Schéma d'une fibre double gaine.

L'indice de la seconde gaine est choisi plus faible que l'indice de la première gaine $n_c > n_{g1} > n_{g2}$, de façon à pouvoir guider la pompe par réflexion totale interne sur l'interface gaine 1/gaine 2. On peut ainsi pomper optiquement une fibre dopée avec plusieurs dizaines voire plusieurs centaines de watts à partir de diodes lasers multimodes relativement bon marché. L'absorption de la pompe dépend du recouvrement entre le faisceau de pompe guidé dans la gaine 1 et le cœur de la fibre. Elle est donc plus faible dans une fibre double gaine que dans une fibre standard pompée directement dans le cœur. La concentration en ions dopants doit alors être plus élevée afin de limiter les longueurs de fibre. L'absorption plus faible est accentuée par la symétrie circulaire de la gaine interne. En effet, des modes de gaines hélicoïdaux vont avoir un recouvrement très faible avec le cœur. Des géométries hexagonales, en forme de D ou avec un cœur et une gaine non concentriques ont été développées afin de casser la symétrie circulaire de la gaine et favoriser l'absorption de la pompe. La démonstration des fibres double gaine va redonner un élan considérable dans l'étude et le développement des lasers et des amplificateurs à fibres. Des groupes de recherche s'intéressent alors à différents ions de terres rares pour doper les fibres en silice et atteindre des longueurs d'onde en émission autour de $1\ \mu\text{m}$ (Yb^{3+} et Nd^{3+}), de $1,5\ \mu\text{m}$ (Er^{3+}), $1,9\ \mu\text{m}$ (Tm^{3+}) et $2,1\ \mu\text{m}$ (Ho^{3+}).

Depuis l'avènement des fibres double gaine, différentes géométries et différents matériaux ont été étudiés. Parmi ces différents types de fibres, on peut citer en particulier les fibres ZBLAN, les fibres à cristaux photoniques (PCF : Photonics Crystal Fiber) ou encore les fibres monocristallines (SCF : Single-crystal Fiber). Les fibres ZBLAN sont des fibres en verre fluoré qui présentent l'avantage d'être un matériau à faible énergie de phonons et de posséder une transparence élevée sur un large domaine spectral. Cela permet en particulier le développement de lasers à fibre émettant directement dans le bleu [7]–[9]. Les PCF sont des fibres micro-structurées dont le cœur est entouré d'une gaine avec des trous d'air. Le nombre et la taille des trous vont déterminer l'indice de réfraction moyen de la gaine qui peut alors être contrôlé très précisément. Des fibres avec des ouvertures numériques très faibles de l'ordre de 0,01 avec un large cœur peuvent ainsi être fabriquées. Cependant, la manipulation (clivage, soudure, nettoyage des facettes, couplage) est compliquée et la fabrication de ces fibres complexe et coûteuse. Les fibres monocristallines SCF sont plus proches des lasers à solide que des lasers à fibres [22], [26]. Le signal laser n'est pas guidé, seule la pompe est guidée par réflexion totale interne à l'interface avec l'air.

I.2.2.3. Fibres à maintien de polarisation

Dans notre cas, l'objectif est de développer un laser à fibre permettant une conversion de fréquence non-linéaire efficace. L'efficacité de conversion est fortement conditionnée par l'état de polarisation de la lumière en sortie du laser. En raison de l'isotropie optique de la silice amorphe et de la symétrie cylindrique du guide, l'état de polarisation évolue lors de la propagation dans les fibres optiques ordinaires. Les paramètres d'influence pouvant modifier la polarisation sont la longueur d'onde, la température et les contraintes mécaniques appliquées sur la fibre. Pour résoudre ce problème et maintenir un état de polarisation stable lors de la propagation, il est possible d'utiliser des fibres à maintien de polarisation (PM : Polarization Maintaining). Lors de la fabrication de ces fibres, des barreaux (dopés au bore généralement) sont insérés dans la préforme de part et d'autre du cœur. Lors du fibrage de la préforme, ces barreaux vont créer une contrainte mécanique suivant l'axe d'alignement des barreaux, permettant d'obtenir une biréfringence dans le cœur de la fibre (voir Figure I-7). En injectant une polarisation linéaire selon un des axes propres, cette polarisation est maintenue lors de la propagation dans la fibre. Les fibres à maintien de polarisation peuvent être soudées entre elles en alignant les barreaux de contraintes des deux fibres. Les barreaux de contraintes des fibres PM permettent également de casser partiellement la symétrie circulaire des fibres double gaine, brouillant ainsi les modes de gaine pour favoriser l'absorption de la puissance de pompage par un cœur dopé aux ions de terres-rares.



Figure I-7. Fibre à maintien de polarisation (gauche : fibre à structure panda; droite : fibre à structure bow-tie) [48]

I.2.3 L'ion Nd^{3+}

Les principaux domaines d'émission laser des ions de terres rares dans la silice s'étendent du proche infrarouge au moyen infrarouge et sont représentés sur la Figure I-8. L'ion néodyme, très largement étudié pour ses transitions autour de 1060 nm et de 940 nm dans les lasers à solides, n'a pas bénéficié d'un fort intérêt comme ion dopant pour les lasers à fibre. Les possibilités offertes par l'ion néodyme ont été occultées par l'avènement de l'ion ytterbium qui s'est rapidement imposé comme le dopant phare pour les lasers à fibre de forte puissance autour de 1000 nm. L'ion Yb^{3+} possède en effet un très faible décalage Stokes entre la longueur d'onde en absorption et celle en émission – limitant les effets thermiques. D'autre part, la disponibilité des diodes lasers de pompage InGaAs autour de 940-980 nm permet un pompage direct vers le niveau émetteur. Pourtant, l'ion néodyme présente un avantage

considérable, mentionné à la fin de la partie précédente, par rapport aux autres ions de terres rares qui est d'émettre aux plus courtes longueurs d'onde accessibles dans les fibres en silice, autour de 900 nm (voir Figure I-8).

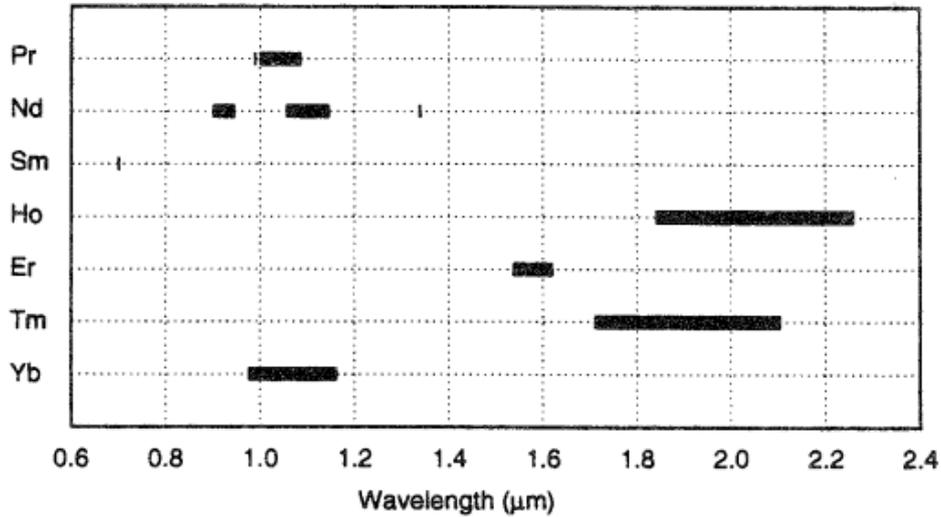


Figure I-8. Principaux domaines d'accordabilité en émission laser des ions de terre rare dans la silice [49].

I.2.3.1. Propriétés spectroscopiques et sections efficaces dans la silice

Le schéma des niveaux d'énergie de l'ion néodyme est illustré sur la Figure I-9. Pour simplifier le diagramme, seuls le niveau fondamental $^4I_{9/2}$ et les premiers niveaux d'énergie excités contribuant aux transitions d'absorption (pompage) et d'émission radiatives principales sont représentés. Les transitions radiatives sont indiquées par des flèches larges et les transitions non radiatives par des flèches plus fines.

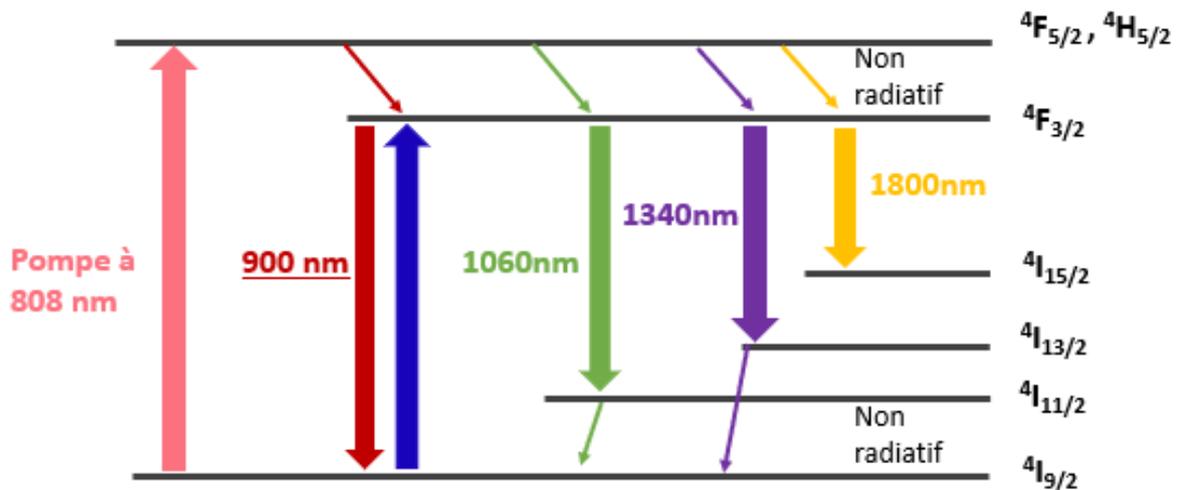


Figure I-9. Schéma simplifié des niveaux d'énergie de l'ion néodyme.

Le pompage optique est majoritairement réalisé à 808 nm, depuis le niveau fondamental, via la transition en absorption $^4I_{9/2} \rightarrow ^4F_{5/2}, ^4H_{5/2}$. Cette transition correspond en effet à la section efficace d'absorption la

plus élevée après la bande d'absorption vers 580 nm (Figure I-10). D'autre part, sa longueur d'onde coïncide avec la longueur d'onde en émission des diodes lasers GaAlAs multimode de forte puissance disponibles commercialement. Un pompage à 880 nm serait également envisageable et permettrait de réduire le défaut quantique et donc de limiter l'échauffement du milieu à gain [50]–[52]. Cependant, cette longueur d'onde de pompage implique une section efficace d'absorption relativement faible, ce qui n'est pas favorable pour la transition autour de 930 nm. De plus, les diodes lasers de pompage à 880 nm sont moins répandues commercialement et sont donc nettement plus coûteuses. Nous avons donc écarté cette possibilité.

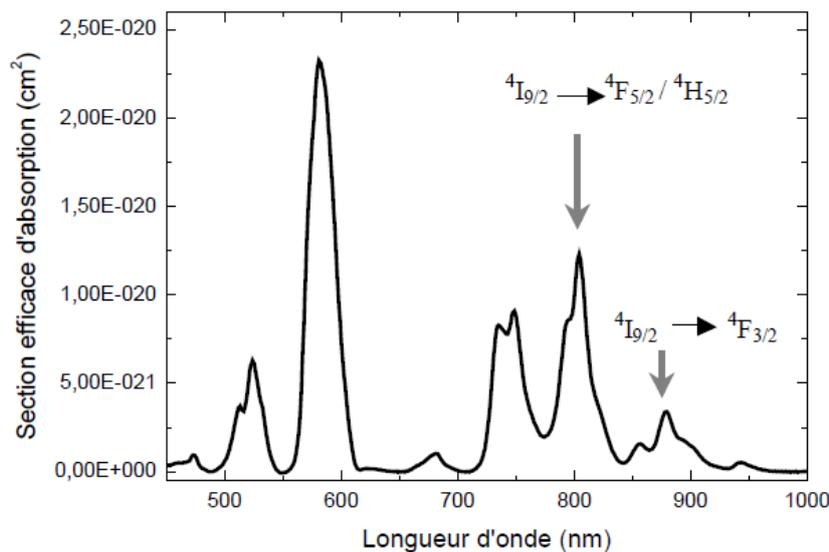


Figure I-10. Section efficace d'absorption dans une fibre en silice dopée Nd³⁺ [2].

Les 4 transitions principales en émission depuis le niveau ${}^4F_{3/2}$ vont de 1800 nm à 910 nm. L'émission à 1800 nm présente un rapport de branchement très faible et d'autres terres rares comme le Tm³⁺ émettent dans cette gamme de longueur d'onde plus efficacement, ce qui réduit son intérêt. L'émission à 1340 nm est une émission 4 niveaux, mais sa section efficace est faible et l'émission laser est donc difficile à obtenir. De plus, une bande d'absorption depuis l'état excité ${}^4F_{3/2}$ est présente dans ce domaine de longueur d'onde, ce qui réduit fortement l'efficacité laser [53]. L'émission à 1060 nm est la plus étudiée historiquement. C'est une émission à 4 niveaux d'énergie, comme celle à 1340 nm mais avec une plus grande section efficace d'émission stimulée, ce qui en fait la transition la plus adaptée à l'émission laser du néodyme. Enfin, la transition en émission à 910 nm, obtenue entre le niveau ${}^4F_{3/2}$ et le niveau fondamental ${}^4I_{9/2}$, est une émission sur un système atomique à 3 niveaux et présente donc une réabsorption importante depuis le niveau fondamental. La conséquence directe de cet effet de réabsorption est qu'il faut une inversion de population très élevée pour obtenir une émission laser efficace autour de 910 nm.

En plaçant l'ion de terre rare dans une matrice cristalline d'accueil, celui-ci est soumis au champ électrique dû à la distribution de charges associées aux ions environnants constituant le cristal. Pour les ions de terres rares, la couche électronique active est la couche $4f^n$ qui est écrantée par la couche électronique $6s^2$. Le champ électrique est alors faible et provoque simplement une levée de dégénérescence des sous niveaux d'énergie de structure fine de l'ion isolé (effet Stark faible). Ces sous-niveaux Stark impliquent que les spectres en absorption ou en émission associés à une transition entre deux niveaux d'énergie de structure fine présentent alors une structure complexe avec plusieurs longueurs d'onde d'émission et d'absorption. L'éclatement des deux niveaux d'énergie a et b d'une transition en sous niveaux Stark donne alors lieu à $a_m \times b_n$ transitions possibles (mais pas toujours permises en raison des règles de sélection) comme représenté schématiquement sur la Figure I-11. On comprend alors l'influence importante que peut avoir la matrice hôte sur les longueurs d'onde en émission et la forme des spectres pour un même ion de terre rare.

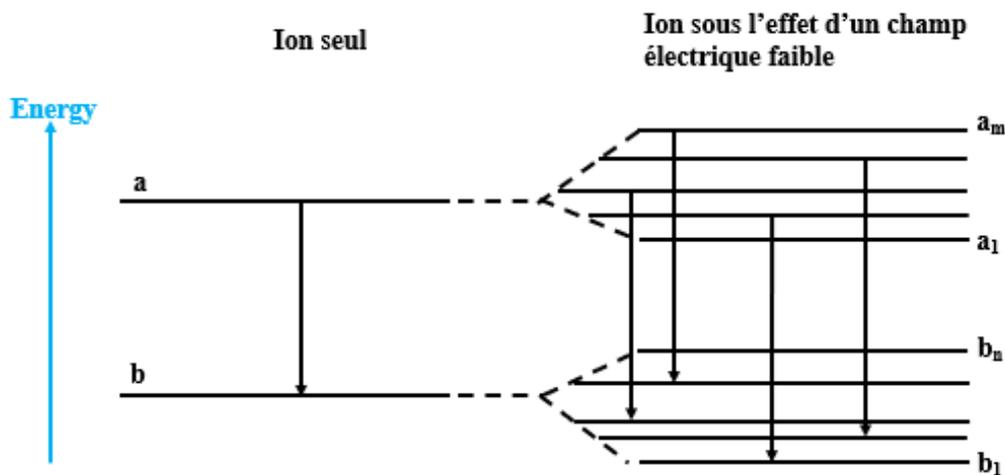


Figure I-11. Effet Stark sur les niveaux d'énergie d'un ion sous l'effet d'un champ électrique cristallin faible

Le cas des fibres en silice amorphe est plus complexe que celui des matériaux monocristallins. En effet, la structure désordonnée de la matrice amorphe de silice donne à chaque ion de terre rare un champ cristallin qui lui est propre. Le champ électrique résultant dû à l'environnement varie donc d'un ion à l'autre. En conséquence, chaque ion de terre rare va avoir des sous niveaux Stark différents. Il en résulte un élargissement spectral inhomogène des bandes d'absorption et d'émission, souvent plus important et moins structuré que l'élargissement homogène observé dans les cristaux. Les transitions dans les matrices en silice résultent de la somme des contributions de chaque site ionique et présentent alors des spectres d'absorption et d'émission très larges pouvant s'étendre jusqu'à une centaine de nanomètres. Ainsi, les lasers à fibres dopées aux terres rares possèdent une accordabilité potentiellement accrue par rapport aux lasers à solide. Cela offre aussi une plus grande tolérance sur la longueur d'onde de pompe qui peut alors varier sur quelques nanomètres sans conséquence importante sur l'efficacité d'absorption par la fibre dopée.

I.2.3.2. Compétition et clustering

L'émission laser à partir de la transition à 3 niveaux du néodyme présente certaines difficultés. En effet, cette transition subit une forte compétition avec la transition à 4 niveaux située autour de 1060 nm ce qui réduit le gain à 910 nm. L'émission à 1060 nm est plus favorable car elle repose sur une transition à 4 niveaux alors que la transition à 910 nm est à 3 niveaux et présente donc une réabsorption du signal depuis le niveau fondamental $^4I_{9/2}$. De plus, la section efficace d'émission stimulée à 1060 nm est deux fois supérieure à celle autour de 910 nm (Figure I-12-a). Il faut donc une inversion de population élevée pour avoir un gain positif à 910 nm. Même dans les conditions d'une inversion de population élevée, le gain à 910 nm reste toujours inférieur au gain à 1060 nm comme on peut le voir sur la Figure I-12-b calculé pour une fibre de longueur $L = 4$ m avec une concentration en dopant de 4.10^{18} at./cm³ [54]. Par exemple, pour une inversion de population de 50% (courbe en vert), le gain maximum autour de 910 nm est proche de 20dB tandis qu'il sera de 60dB à 1060 nm.

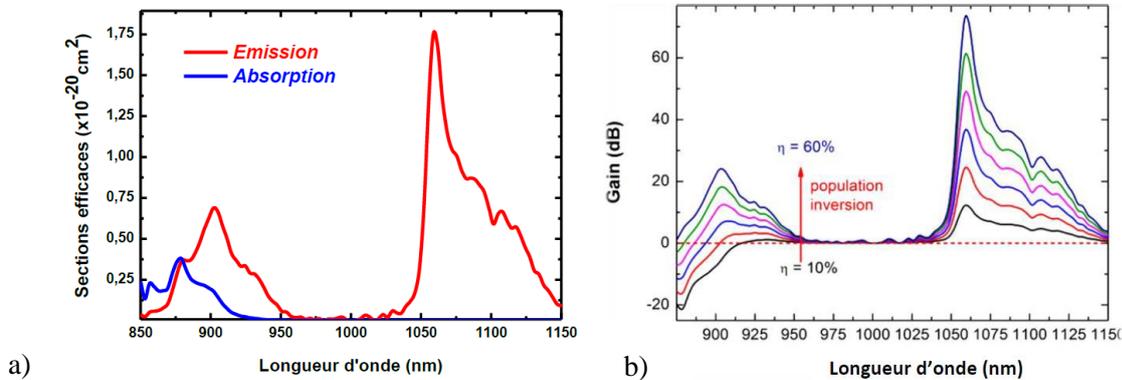


Figure I-12. a) Sections efficaces d'émission et d'absorption du néodyme dans la silice [2]. b) Gain non saturé calculé dans une fibre dopée Nd^{3+} en fonction de l'inversion de population pour une fibre $L = 4$ m et une concentration de 4.10^{18} at./cm³ [54]

Une autre contrainte provient de la formation rapide d'agrégats d'ions néodyme lorsque la concentration augmente. Ils proviennent d'une forte ségrégation des ions néodyme dans une structure désordonnée qui provoque la formation d'un ensemble d'ions suffisamment proches pour favoriser les transferts d'énergie non-radiatifs entre eux. Ces transferts d'énergie entraînent une désexcitation rapide du niveau émetteur, conduisant à d'importantes pertes et impliquant également un échauffement excédentaire de la fibre. En effet, les agrégats absorbent le signal de pompe et le signal à 910 nm sans pour autant contribuer à l'inversion de population, favorisant ainsi l'émission à 1060 nm.

I.2.4 Solutions pour optimiser l'émission de la transition à 3 niveaux

Plusieurs méthodes ont été proposées pour favoriser l'émission autour de 910 nm dans les fibres en silice dopées néodyme. Par exemple, Dawson et al. [55] ont démontré 2,1 W de puissance à 938 nm à partir d'un amplificateur à fibre dopée néodyme codopée germanium. Le gain à 938 nm était maximisé en refroidissant la fibre à l'azote liquide, permettant d'éliminer la réabsorption du signal depuis le niveau fondamental. Des courbures sur la fibre ont également été employées afin de créer des pertes aux grandes

longueurs d'onde. Malheureusement, l'azote liquide n'est pas adapté dans de nombreux cas et les longueurs de fibres utilisées (entre 100 et 200 m) ne sont pas compatibles avec des sources compactes et peu coûteuses. D'autres solutions pour obtenir une émission sur la transition à 3 niveaux du néodyme autour de 910 nm ont également été proposées, par exemple :

- Les fibres pompées par le cœur permettant un gain plus élevé autour de 900 nm ;
- Les fibres avec un profil d'indice en W ;
- Les fibres à bandes photoniques interdites.

I.2.4.1. Fibre pompée cœur

Une solution simple consiste à utiliser des fibres pompées directement dans le cœur. L'absorption de la pompe est alors suffisamment élevée, permettant de réduire la concentration en néodyme pour éviter la formation d'agrégats. Ainsi, plusieurs groupes ont réussi à démontrer des configurations laser accordables autour de 920 nm émettant quelques milliwatts [56] jusqu'à une cinquantaine de milliwatts [57]. Les sources lasers et amplificateurs basés sur des fibres pompées cœur sont principalement limités par la puissance (inférieure à 300 mW) des diodes lasers monomodes nécessaires au pompage à 808 nm. De plus, l'émission parasite à 1060 nm est toujours présente et demande une attention particulière pour être supprimée à l'aide d'un filtre intra cavité. La puissance de sortie de ces systèmes laser est donc limitée mais ils trouvent toutefois leur intérêt pour la pré-amplification à faible signal dans un système à plusieurs étages d'amplification.

I.2.4.2. Fibre double gaine à profil d'indice en W

Une autre configuration - étudiée en particulier par Célia Bartolacci dans le cadre d'un travail de thèse antérieur au sein du laboratoire CIMAP, repose sur un profil d'indice de réfraction en forme de W du cœur d'une fibre optique monomode [2]. Une dépression d'indice autour du cœur de la fibre fait fuir l'émission parasite à 1060 nm vers la gaine. L'extension spatiale du mode fondamental se propageant dans une fibre à saut d'indice augmente avec la longueur d'onde (cf. Figure I-13-a)).

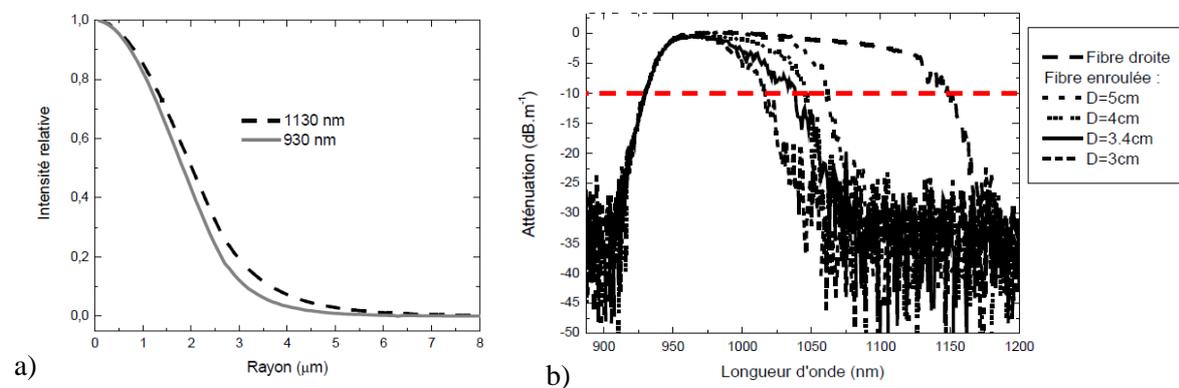


Figure I-13. a) Profil d'intensité du mode dans une fibre à saut d'indice pour deux longueurs d'onde, b) Atténuation de la fibre en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs diamètres de courbure [2].

Le recouvrement entre le mode guidé et la dépression d'indice augmente donc avec la longueur d'onde. Au-delà d'une longueur d'onde de coupure, le guidage n'est plus assuré car l'indice effectif est alors inférieur à l'indice de gaine. Le mode LP_{01} devient donc un mode à fuites [58], [59]. Il peut également être utile de courber la fibre pour introduire des contraintes locales sur le profil d'indice et ainsi ajuster précisément la longueur d'onde de coupure, comme illustré sur la Figure I-13-b). On peut ainsi ajuster expérimentalement les pertes introduites autour de 1060 nm et s'assurer que la transition parasite à cette longueur d'onde est efficacement supprimée. Suivant cette méthode, des fibres dopées néodyme à double gaine et à profil d'indice en W ont été fabriquées par iXblue. Cette fibre a permis de générer, dans une configuration MOPA (Master Oscillator-Power Amplifier), une puissance moyenne de 2,3 W à 928 nm en régime impulsionnel avec des durées d'impulsions de quelques dizaines de picosecondes [60].

I.2.4.3. Fibre PCF et PBGF

Enfin, deux autres méthodes ont été utilisées pour induire des pertes de propagation à 1060 nm. Elles sont basées sur les fibres PCF et les fibres PBGF (Photonic BandGap Fiber). Ces fibres présentent une microstructure incluant des zones d'indices de réfraction différents qui modifient les propriétés de guidage. Les fibres PBGF utilisent une structure incluant des barreaux dopés germanium de haut indice dans une gaine bas indice. Cette structure crée des bandes interdites périodiques en fonction de la longueur d'onde, permettant ainsi de filtrer une émission parasite. Par exemple, Wang et al. ont obtenu une puissance de 200 mW à 907 nm dans une cavité laser comprenant une fibre dopée néodyme et une fibre PBGF permettant d'éliminer l'émission parasite à 1060 nm [61]. Les fibres PCF sont des fibres intégrant des éléments bas indice dans la gaine afin d'obtenir un indice moyen plus faible que l'indice du cœur tout en contrôlant très précisément la différence d'indice. Il est alors possible d'obtenir des fibres à large cœur guidant uniquement le mode fondamental avec une ON de cœur très faible ($\sim 0,01$).

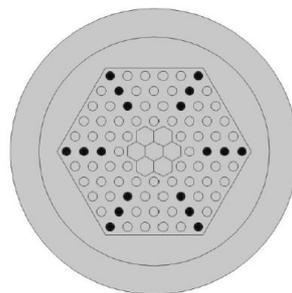


Figure I-14. Section schématique de la fibre PCF comprenant des éléments bas indice (cercles vides) et des éléments de haut indice (cercles pleins). Le cœur au centre est de même indice que la structure d'accueil [52].

En arrangeant précisément des éléments de haut indice dans la gaine comme représenté sur la Figure I-14, il est possible d'obtenir une résonance pour une longueur d'onde qui n'est alors plus guidée dans le cœur [52]. Cette fibre PCF a permis de générer une puissance de sortie continue de 12 W en pompage

à 808 nm avec une efficacité différentielle de 55% par rapport à la puissance de pompe injectée et un facteur M^2 autour de 1,35. En utilisant un pompage à deux longueurs d'onde simultanées (à 808 nm et 880 nm), une puissance totale de 27 W a été démontrée avec une efficacité différentielle cependant réduite à 35%. Les fibres PCF et PBGF avec un cœur dopé avec des ions de terre rare sont cependant complexes à réaliser et s'avèrent donc être une solution coûteuse. De plus, elles sont difficiles à souder à des fibres standards, ce qui rend l'intégration dans des systèmes tout fibrés hasardeuse.

I.3 Effets linéaires

Deux effets linéaires principaux apparaissent au cours de la propagation des signaux lumineux dans la fibre optique : les pertes linéaires et la dispersion. Ces deux mécanismes affectent les caractéristiques de la lumière transmise.

I.3.1 Pertes dans les fibres

Les pertes dans une fibre optique proviennent de trois mécanismes différents :

- Les pertes intrinsèques du matériau : (i) la diffusion Rayleigh, dont le coefficient varie en $1/\lambda^4$, qui provient directement de la polarisation induite sur le nuage électronique des constituants élémentaires du verre ; (ii) l'absorption du matériau dû aux résonances électroniques (région UV <220 nm) et vibrationnelles (région moyenne IR à partir de 3 μm) ;
- Les pertes par couplage de modes : provenant de la modification locale de la géométrie de la fibre lorsqu'elle subit des contraintes mécaniques ou thermiques ou d'une variation de la taille du cœur entre deux fibres de géométries différentes, qui provoque un couplage vers des modes de propagation non guidés ;
- Les pertes d'absorption liées aux impuretés introduites de façon involontaire dans le verre (en particulier l'ion moléculaire OH⁻ lié aux traces résiduelles d'eau dans la préforme) avec des pics d'absorption principaux à 1,25 μm et 1,4 μm .

I.3.2 Dispersion chromatique

La dispersion chromatique provient de la dépendance de l'indice de réfraction $n(\omega)$ du verre de silice avec la longueur d'onde. Lorsqu'une impulsion lumineuse polychromatique se propage dans une fibre optique, les différentes composantes spectrales se déplacent avec des vitesses de phase différentes. L'impulsion s'élargit alors temporellement au cours de sa propagation dans la fibre. Le développement en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega)$ autour de la pulsation centrale ω_0 donne [40] :

$$\beta(\omega) = n_{eff}(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2!}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{3!}(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.3)$$

et
$$\beta_n = \left(\frac{\partial^n \beta}{\partial \omega^n} \right)_{\omega=\omega_0} \quad (1.4)$$

Avec n_{eff} l'indice effectif du mode guidé, β_0 la constante de propagation à la pulsation ω_0 , β_1 est l'inverse de la vitesse de groupe v_g , β_2 est la dispersion de vitesse de groupe (GVD – Group Velocity Dispersion). La GVD peut également être définie à partir de la dérivée de β_1 par rapport à la longueur d'onde :

$$D = \frac{\partial \beta_1}{\partial \lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.5)$$

Ce coefficient de dispersion D est exprimé numériquement en ps/nm/km. Deux régimes de dispersion peuvent être observés dans les fibres. On distingue :

- Le régime de dispersion normale pour lequel $\beta_2 > 0$: dans ce cas, les composantes aux grandes longueurs d'onde se propagent plus vite que les composantes aux courtes longueurs d'onde ;
- Le régime de dispersion anormale, $\beta_2 < 0$: cette fois, ce sont les composantes aux courtes longueurs d'onde qui se propagent plus vite que les composantes aux grandes longueurs d'onde.

Entre ces deux régimes se trouve le « zéro de dispersion », lorsque $\beta_2 = 0$. Le zéro de dispersion est par exemple proche de $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ dans les fibres standards à saut d'indice pour les télécommunications (i.e. SMF 28). L'évolution temporelle d'une impulsion gaussienne autour de 915 nm de durée à mi-hauteur de 5 ps, de largeur spectrale 2 nm soumise à la dispersion chromatique est représentée sur la Figure I-15 après propagation dans une fibre en silice d'une longueur de 100 m ne présentant pas de non linéarité.

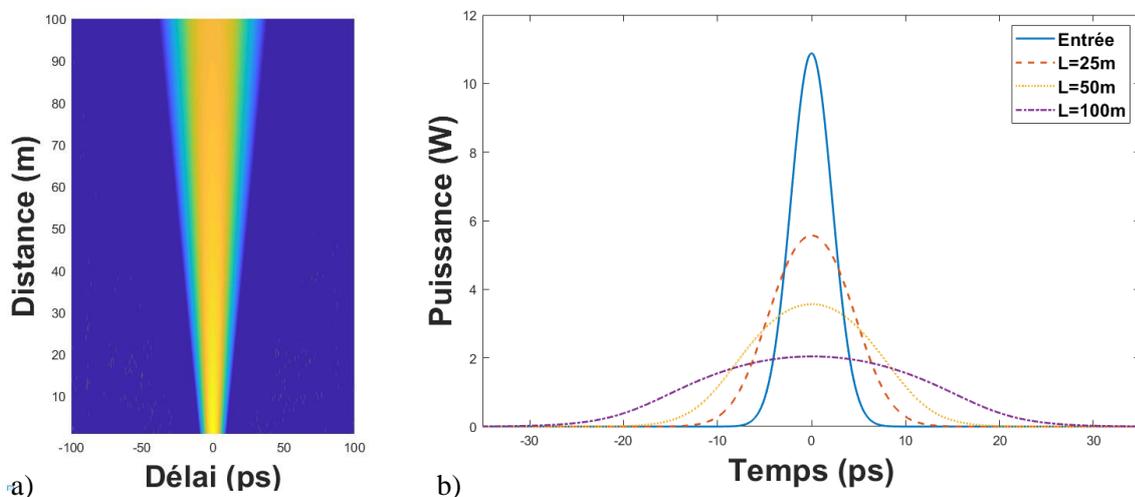


Figure I-15. Effet de la dispersion seule en régime de dispersion normale. a) Évolution temporelle d'une impulsion en fonction de la distance de propagation. b) Forme temporelle de l'impulsion en entrée puis après 25 m, 50 m et 100 m dans la fibre optique. $\beta_2 = 35 \text{ ps}^2/\text{km}$, $T_{\text{FWHM}} = 5 \text{ ps}$, $\lambda_0 = 915 \text{ nm}$ et $\Delta\lambda = 2 \text{ nm}$

La dispersion provoque donc un élargissement temporel de l'impulsion et réduit son amplitude crête sans affecter son spectre. Dans le cadre de ce travail, la longueur d'onde des impulsions est toujours très inférieure à la longueur d'onde du zéro de dispersion, la dispersion est donc exclusivement en régime normal ($\beta_2 > 0$).

I.4 Effets non linéaires

La partie précédente était consacrée aux effets linéaires qui décrivent la réponse du matériau lorsque la puissance optique de l'onde qui se propage est relativement faible. Une impulsion lumineuse subit alors uniquement les effets de dispersion chromatique et les pertes qui sont linéairement proportionnelles à son amplitude. Toutefois, lorsque le champ électrique devient intense, la réponse du matériau évolue de manière non linéaire. Les phénomènes optiques résultants sont dits « non linéaires ». Pour conséquence, la polarisation induite du matériau \vec{P} sous l'action de l'onde lumineuse guidée n'est plus une fonction linéaire du champ électrique \vec{E} . Loin d'une résonance en absorption, on peut écrire la polarisation totale induite de la manière suivante :

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 (\chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots) \quad (1.6)$$

Avec ε_0 la permittivité diélectrique du vide, \vec{P}_L et \vec{P}_{NL} respectivement les polarisations linéaire et non linéaire induites dans le matériau. $\chi^{(n)}$ est la susceptibilité d'ordre n . La susceptibilité $\chi^{(1)}$ d'ordre 1 peut être directement reliée à l'indice de réfraction linéaire $n_L(\omega)$ du matériau par :

$$n_L(\omega) \approx \sqrt{1 + \text{Re}[\chi^{(1)}(\omega)]}$$

Les effets non linéaires - comme la génération de seconde harmonique et la somme de fréquences - proviennent de la susceptibilité non linéaire d'ordre 2 notée $\chi^{(2)}$ qui est nulle dans les fibres du fait du caractère amorphe et désordonné de la silice. Les effets non-linéaires observables dans les fibres en silice sont donc majoritairement dus à la susceptibilité d'ordre 3 notée $\chi^{(3)}$ responsable notamment de la génération de troisième harmonique, du mélange à 4 ondes, de l'indice de réfraction non linéaire mais surtout de l'effet Kerr optique.

I.4.1 Effet Kerr (SPM, FWM, Self-steepening)

L'effet Kerr optique se traduit par une modification de l'indice de réfraction du milieu au passage d'une onde lumineuse avec un champ électromagnétique intense. On peut ainsi définir l'indice de réfraction n du milieu de la façon suivante [40] :

$$n = n_L + n_2 I \quad (1.7)$$

où n_L est l'indice de réfraction linéaire du milieu, n_2 est l'indice de réfraction non linéaire et I l'intensité du champ optique (correspondant, au sens photométrique, à l'éclairement en W/m^2). L'indice non linéaire n_2 est défini grâce à la susceptibilité d'ordre 3 par :

$$n_2 = \frac{3}{8n_L} \text{Re}[\chi^{(3)}] \quad (1.8)$$

Le paramètre définissant la non-linéarité d'une fibre optique est généralement le coefficient γ qui s'écrit [40] :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (1.9)$$

avec λ_0 la longueur d'onde centrale de l'impulsion et A_{eff} l'aire effective du mode guidé. L'évolution de l'indice de réfraction en fonction de l'intensité optique de l'onde qui se propage induit un déphasage non linéaire ϕ_{NL} qui varie au cours du temps pendant la durée de l'impulsion. Cet effet - nommé auto modulation de phase (SPM – Self Phase Modulation) se traduit principalement par un élargissement spectral de l'impulsion au cours de sa propagation. Le déphasage non linéaire est relié à l'indice de réfraction non linéaire n_2 par la relation suivante [40] :

$$\phi_{NL}(t) = n_2 \frac{P(t)}{A_{eff}} \frac{2\pi}{\lambda_0} L_{eff} = \gamma P(t) L_{eff} \quad (1.10)$$

où $L_{eff} = \frac{1-e^{-\alpha L}}{\alpha}$ avec L la longueur de fibre parcourue, α les pertes de la fibre, $P(t)$ la puissance optique instantanée, A_{eff} est l'aire effective du mode dans la fibre et γ est le coefficient non linéaire. L'équation (1.10) montre que le déphasage non linéaire induit sera inversement proportionnel à l'aire effective du mode donc à la taille du cœur de la fibre et proportionnel à la puissance crête de l'impulsion lumineuse et à la longueur de fibre parcourue.

La variation de fréquence optique instantanée peut alors être définie en fonction du déphasage non linéaire par :

$$df(t) = -\frac{1}{2\pi} \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial t} \quad (1.11)$$

La Figure I-16-a) obtenue à partir de la modélisation décrite dans la partie I-4 montre l'élargissement spectral par automodulation de phase d'une impulsion gaussienne avec une puissance crête de 500 W et une durée à mi-hauteur de 30 ps en limite de Fourier. L'impulsion se propage dans une fibre non dispersive sur une longueur de 10 m avec un coefficient non linéaire $\gamma = 8 \text{ W}^{-1}/\text{km}$. La largeur spectrale de l'impulsion de départ est de 0,045 nm à mi-hauteur. La Figure I-16-a) montre le spectre de l'impulsion pour différentes positions le long de la fibre optique jusqu'à une longueur parcourue de 10 m. Le spectre en sortie s'est élargi jusqu'à 2 nm. La Figure I-16-b) montre l'évolution du décalage instantané en longueur d'onde induit après propagation dans 10 m de fibre (obtenu à partir de l'équation (1.11)). L'impulsion lumineuse n'est alors plus limitée par transformée de Fourier au passage de l'espace des temps à l'espace des fréquences, contrairement à l'impulsion de départ. Les composantes spectrales correspondant au front montant (descendant) de l'impulsion sont décalées vers les grandes (courtes) longueurs d'onde en raison de l'indice de réfraction non linéaire. L'impulsion est alors étirée en fréquence optique (« Frequency-chirped ») par l'effet de la SPM.

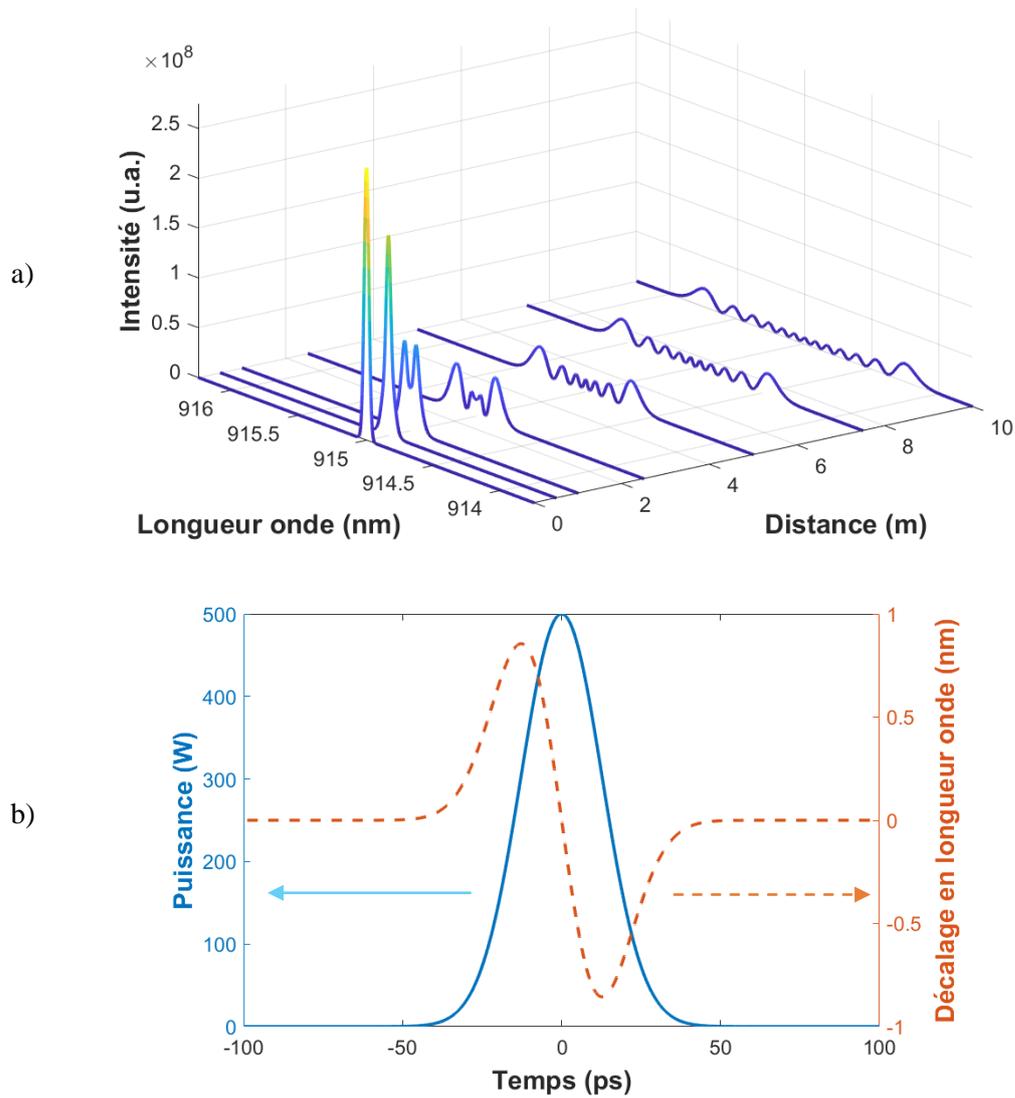


Figure I-16. Élargissement spectral d'une impulsion gaussienne dans une fibre non dispersive. a) Évolution du spectre en fonction de la distance parcourue dans la fibre. b) Décalage en longueur d'onde en fonction de la forme temporelle de l'impulsion à la sortie de la fibre. $P_0 = 500 \text{ W}$, $L = 10 \text{ m}$, $\beta_2 = 0 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 8 \text{ W}^{-1}/\text{km}$, $T_{FWHM} = 30 \text{ ps}$ et $\Delta\lambda(L=0) = 0,045 \text{ nm}$.

La Figure I-17 est un exemple d'élargissement spectral par SPM dans un amplificateur avec une fibre double gaine à profil d'indice en W dopée néodyme d'une longueur de 10 m avec un cœur de $4,2 \mu\text{m}$ de diamètre (soit un diamètre de mode ou MFD : Mode Field Diameter = $4,5 \mu\text{m}$). Dans cette mesure expérimentale, la longueur de fibre est constante et la puissance de pompage à 808 nm est augmentée progressivement afin de faire varier la puissance crête et montrer l'effet de la SPM sur le spectre en sortie de la fibre. Les impulsions ont une durée de 20 ps pour un taux de répétition de 20 MHz et la puissance moyenne varie entre 23 mW et 350 mW. Pour une puissance moyenne de 23 mW, le spectre ne subit pas d'élargissement spectral significatif. Lorsqu'on augmente la puissance jusqu'à 350 mW, le spectre s'élargit progressivement jusqu'à 1,5 nm. Comme la fibre amplifie les impulsions, l'intensité des pics de modulations du spectre augmente avec la puissance de pompe contrairement à la simulation de la Figure I-16. Les sources lasers développées dans ce travail visent principalement à réaliser de la conversion de fréquence non linéaire. Mais l'efficacité de cette conversion NL dépend fortement de la

largeur spectrale de la source en raison d'une faible acceptation spectrale des cristaux non linéaires, liée directement à la condition d'accord de phase. C'est pourquoi il faudra impérativement limiter les effets de SPM afin de maintenir un spectre contenu si on souhaite réaliser des étages de conversion par doublage (bleu) ou quadruplage de fréquence (UV) qui restent efficaces à haute puissance.

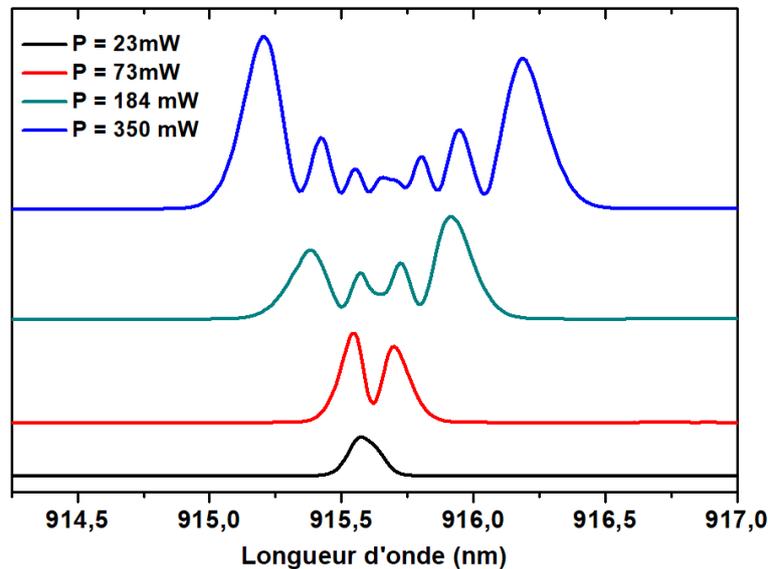


Figure I-17. Mesure expérimentale en sortie d'une fibre à profil d'indice en W dopée néodyme de 10 m.

L'effet Kerr provoque également deux autres phénomènes [40] : le mélange à quatre ondes (FWM – Four Wave Mixing en anglais) et l'auto raidissement (self-steepening en anglais). Le mélange à quatre ondes est la génération de deux nouvelles fréquences à partir de deux ondes de fréquences ω_1 et ω_2 . Les nouvelles ondes créées auront une fréquence $\omega_3 = 2\omega_1 - \omega_2$ et $\omega_4 = 2\omega_2 - \omega_1$. Comme nous le verrons dans la suite de la thèse, l'auto modulation de phase domine largement cet effet dans les systèmes laser que nous avons développés. Le mélange à quatre ondes peut cependant être mis à profit pour réaliser de l'amplification paramétrique dans les fibres optiques [62].

L'auto raidissement est provoqué par la variation d'indice proportionnel à l'intensité optique qui entraîne une différence de vitesse de propagation entre le sommet et la base de l'impulsion [63]. Ainsi, lorsqu'une impulsion se propage, le sommet de l'impulsion de forte intensité se propage plus lentement que la « base » de l'impulsion de plus faible intensité ce qui entraîne une asymétrie de la forme temporelle de l'impulsion. Pour que l'asymétrie de l'impulsion soit significative, les impulsions doivent être courtes et très large spectralement (i.e. lasers supercontinuum) ce qui n'est pas le cas dans ce travail.

I.4.2 Diffusion inélastique

En régime non linéaire, deux diffusions inélastiques peuvent provoquer la génération de nouvelles longueurs d'onde optique :

- La diffusion Raman ;

- La diffusion Brillouin.

Dans les deux cas, la diffusion peut être spontanée ou stimulée et elle est liée à l'interaction d'un photon incident avec un phonon (mode de vibration) du milieu matériel.

I.4.2.1. Diffusion Raman

Dans une fibre optique en silice pure, la diffusion Raman est le résultat de l'interaction entre un photon incident et une molécule SiO_2 . Le photon cède une partie de son énergie à un phonon optique provenant des modes de vibration d'une molécule de SiO_2 . La diffusion Raman produit ainsi, à partir d'un photon de pompe incident de fréquence ω_p , un photon Stokes de fréquence ω_s plus faible que celle de l'onde de pompe et un phonon de fréquence optique Ω_v tel que $\omega_p = \omega_s + \Omega_v$. Le décalage fréquentiel dépend des modes de vibration propres des molécules du milieu. Il est d'environ 13 THz (40 nm) dans la silice autour de 1 μm . Au-delà d'un certain seuil, la diffusion Raman devient stimulée (SRS – Stimulated Raman Scattering) et donc significative. Ce seuil est approximé par la relation suivante [40] :

$$P_{seuil}^{SRS} \sim \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (1.11)$$

avec g_R le gain Raman dans la silice, où $g_R \approx 10^{-13}$ m/W autour de $\lambda=1 \mu\text{m}$ [64]. Si la puissance de l'onde de pompe est suffisante, l'onde Stokes peut générer une bande Stokes d'ordre supérieur. Cet effet est utilisé dans les lasers à cascade Raman pour générer de nouvelles longueurs d'onde.

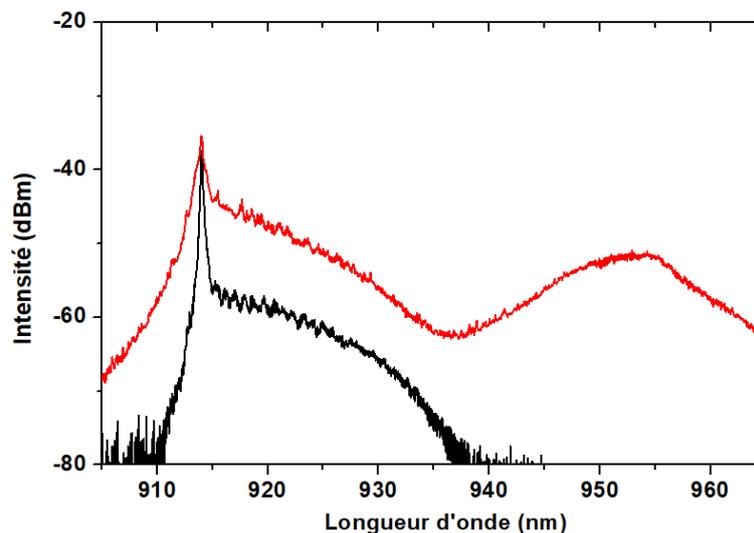


Figure I-18. Exemple expérimental de génération d'une bande Raman à partir d'une raie d'émission à 910 nm. Les spectres noir et rouge sont mesurés pour une puissance crête de 125 W et 1,1 kW respectivement.

La Figure I-18 montre l'apparition d'une bande Raman dans un amplificateur à fibre dopée néodyme de longueur $L = 10$ m. D'après la relation (1.11), avec un diamètre de mode de 5 μm , une longueur effective de 10m et un gain Raman $g_R = 1 \cdot 10^{-13}$ m/W, la puissance seuil pour l'effet Raman stimulé est d'environ $P_{seuil}^{SRS} \sim 570$ W. La courbe en noir illustre le spectre observé pour une puissance crête inférieure au seuil

Raman tandis que la courbe rouge est mesurée pour une puissance crête de $1,1 \text{ kW}$ ($> P_{seuil}^{SRS}$) et fait clairement apparaître par diffusion Raman stimulée une bande Stokes centrée à 957 nm .

I.4.2.2. Diffusion Brillouin

La diffusion Brillouin est, comme la diffusion Raman, liée à l'interaction entre une onde électromagnétique intense (onde de pompe) et des phonons du milieu. Cependant, les phonons sont acoustiques dans le cas de la diffusion Brillouin. L'onde acoustique crée dans le milieu un réseau d'indice de réfraction en mouvement. L'onde de pompe est alors partiellement réfléchi par ce réseau d'indice en mouvement et subit un décalage par effet Doppler d'une fréquence ν_B qui dépend de la vitesse de l'onde acoustique et de la longueur d'onde de pompe (ν_B est de l'ordre de 10 à 30 GHz suivant le type de fibre et la longueur d'onde de pompe [40]). On peut définir de manière approximative un seuil d'apparition de la diffusion Brillouin stimulée dans le cas où la largeur spectrale du laser $\Delta\nu_{laser}$ est inférieure à la largeur de la bande de gain Brillouin $\Delta\nu_B$ [40] :

$$P_{seuil}^{SBS} \sim \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (1.12)$$

Lorsque la largeur spectrale du laser est supérieure à celle du gain Brillouin, le seuil d'apparition augmente drastiquement $P_{seuil}^{SBS} \sim \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \cdot \frac{\Delta\nu_B + \Delta\nu_{laser}}{\Delta\nu_B}$. Si on reprend les paramètres de la Figure I-18, ainsi que $g_B = 5 \cdot 10^{-11} \text{ m/W}$, $\Delta\nu_B = 50 \text{ MHz}$ et $\Delta\nu_{laser} = 36 \text{ GHz}$, on trouve un seuil Brillouin $P_{seuil}^{SBS} = 1,2 \text{ kW} \gg P_{seuil}^{SRS}$. La diffusion Brillouin stimulée est cependant dominante en régime continu avec des sources lasers de faible largeur spectrale. Dans la suite de ce travail de thèse, nous étudions des sources impulsionnelles nanosecondes, sub-nanosecondes et picosecondes avec des largeurs spectrales nettement supérieures à la bande de gain Brillouin. C'est donc l'apparition de la diffusion Raman stimulée qu'il faudra surveiller et prévenir.

I.4.3 Modélisation de la propagation d'impulsions courtes dans les fibres

La propagation d'une onde lumineuse dans une fibre peut être modélisée à partir de l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée (GNLSE). Cette équation de propagation, issue des équations de Maxwell, s'apparente à l'équation de Schrödinger. Pour l'enveloppe lentement variable du champ électrique $A(z, t)$, elle s'écrit [40]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3}{\partial t^3} A = i\gamma(|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T}) \quad (1.13)$$

Avec z la distance de propagation, T est le temps de référence se déplaçant avec l'impulsion à la vitesse de groupe v_g ($T = t - \frac{z}{v_g} = t - \beta_1 z$), α le coefficient d'atténuation linéique de la fibre, β_n les constantes de propagation d'ordre n , γ le coefficient non linéaire défini par la relation (1.9), n_2 l'indice de réfraction non linéaire, T_R provient de la pente du gain Raman. Les termes à gauche de l'équation (1.13)

contiennent donc les termes linéaires d'atténuation et de dispersion tandis que les termes à droite décrivent l'effet Kerr, l'auto raidissement et la diffusion Raman stimulée. Cette équation est applicable pour des impulsions ultra courtes jusqu'à environ 50fs pour que l'impulsion contienne plusieurs cycles optiques (hypothèse de l'enveloppe lentement variable).

I.4.3.1. Équation de Schrödinger NL simplifiée

Pour des impulsions de durée $T_{FWHM} > 5$ ps (correspondant aux cas étudiés dans le cadre de cette thèse), la diffusion Raman et l'auto raidissement sont négligeables par rapport à l'effet Kerr et le terme correspondant à la dispersion d'ordre 3 devient négligeable par rapport à la dispersion d'ordre 2 [40]. L'équation (1.13) se simplifie considérablement et devient simplement :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + i \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (1.14)$$

I.4.3.2. Méthode split step Fourier

Plusieurs méthodes numériques [65] ont été développées afin de résoudre l'équation de propagation de Schrödinger non linéaire. Une méthode simple et rapide est la méthode de la transformée de Fourier à pas divisés (« Split-step Fourier » en anglais) [66]. Elle est basée sur le postulat que les effets linéaires et non linéaires peuvent être traités indépendamment pour chaque itération à condition que le pas de propagation dz soit suffisamment petit devant la longueur de propagation totale. La GNLSE comprend une partie linéaire et une partie non linéaire qui ont toutes deux des solutions analytiques mais l'équation comprenant les deux parties n'a pas de solution analytique générale. La méthode de résolution numérique peut se résumer par un schéma représentant les différentes étapes, comme illustré sur la Figure I-19.

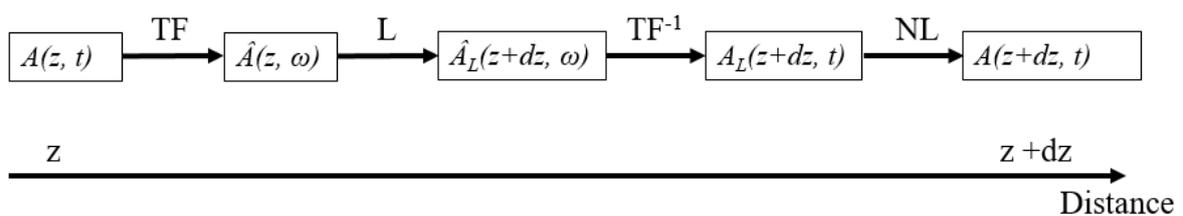


Figure I-19. Schéma des différentes étapes de la méthode de la transformée de Fourier à pas divisés.

La partie linéaire (L) pour un pas dz est traitée dans le domaine fréquentiel après transformée de Fourier de l'enveloppe initiale. L'enveloppe obtenue ayant subi les effets linéaires pour un pas dz est recalculée dans le domaine temporel par transformée de Fourier inverse avant d'appliquer la partie non linéaire (NL) pour un pas dz . Le résultat donne alors l'enveloppe ayant subi les effets linéaires et non linéaires après un pas dz . Un programme Matlab a été développé à partir du modèle basé sur l'équation de propagation (1.14) en utilisant la méthode de la transformée de Fourier à pas divisés. Il sera notamment

utilisé dans le chapitre V pour modéliser les oscillateurs en régime de blocage de modes et les amplificateurs mis en œuvre.

Conclusion

Dans le cadre de ce travail, l'objectif est de développer une source fonctionnant en régime impulsionnel de forte puissance émettant dans un domaine de longueur d'onde inférieur à 950 nm afin de pouvoir atteindre le bleu et l'UV profond par conversion de fréquence. La transition à 3 niveaux du néodyme entre les niveaux ${}^4F_{3/2}$ et ${}^4I_{9/2}$ autour de 910 nm est particulièrement adaptée pour atteindre les longueurs d'onde souhaitées ce qui permet par doublage et quadruplage de fréquence d'atteindre respectivement 455 nm et 227,5 nm. Le choix des fibres optiques plutôt que des monocristaux permet d'obtenir une bonne qualité de faisceau en sortie, même pour des puissances de plusieurs dizaines de watts. De plus, l'utilisation de fibres PM permet d'obtenir une polarisation linéaire qui est indispensable pour réaliser de la conversion non linéaire de fréquence efficace. Enfin, les fibres en silice dopées néodyme ont déjà permis de démontrer une accordabilité en longueur d'onde entre 872 et 936 nm [39]. Les fibres offrent la possibilité de réaliser un système compact, fiable et moins coûteux, démontrant ainsi un fort potentiel pour le développement industriel de sources lasers de forte puissance dans le bleu et l'UV. Toutefois, pour que l'amplification par émission stimulée soit efficace autour de 910 nm à partir de fibres dopées néodyme, il est nécessaire d'optimiser la géométrie des fibres et les concentrations en ions néodyme afin de favoriser l'émission sur la transition à 3 niveaux. Les fibres à profil d'indice en W permettent d'éliminer efficacement l'émission parasite autour de 1060 nm. En utilisant une fibre à double-gaine, il est alors possible d'atteindre une puissance de sortie de quelques watts autour de 920 nm. Cependant, ces fibres présentent quelques inconvénients. D'abord, le profil d'indice en W est inefficace avec des diamètres de cœur dépassant 7 μm . De plus, la formation d'agrégats d'ions néodyme nécessite de réduire la concentration, ce qui implique des longueurs de fibre de l'ordre d'une dizaine de mètres pour maintenir une absorption de la pompe acceptable. En régime continu mono-fréquence ou en régime impulsionnel, la puissance de sortie sera alors fortement limitée par l'apparition d'effets non linéaires indésirables (cf. partie I-4).

Bibliographie du chapitre I

- [1] W. B. Bridges, « Laser oscillation in singly ionized argon in the visible spectrum », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 4, p. 128-130, 1964.
- [2] C. Bartolacci, « Nouvelles sources laser bleues à base de fibres dopées Néodyme », Université Caen Basse Normandie, 2010.
- [3] « Kimmon Koha », 2022. http://www.kimmon.com/442nm_HeCd_Lasers.html
- [4] « Coherent », 2022. <https://www.coherent.com>
- [5] « Edmundoptics ». <https://www.edmundoptics.fr>
- [6] A. Kuramata, K. Horino, et K. Domen, « GaN-based blue laser diodes grown on sic substrate as light source of high-density optical data storage », *Fujitsu Sci. Tech. J.*, vol. 34, p. 191-203, 1998.
- [7] R. Paschotta, P. R. Barber, A. C. Tropper, et D. C. Hanna, « Characterization and modeling of thulium:ZBLAN blue upconversion fiber lasers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, n° 5, p. 1213, mai 1997, doi: 10.1364/JOSAB.14.001213.
- [8] H. Okamoto, K. Kasuga, I. Hara, et Y. Kubota, « Visible–NIR tunable Pr³⁺-doped fiber laser pumped by a GaN laser diode », *Opt. Express*, vol. 17, n° 22, p. 20227, oct. 2009, doi: 10.1364/OE.17.020227.
- [9] R. M. El-Agmy et N. M. Al-Hosiny, « 870 mW blue laser emission at 480 nm in a large core thulium doped ZBLAN fiber laser », *Laser Phys.*, vol. 20, n° 4, p. 838-841, avr. 2010, doi: 10.1134/S1054660X10070066.
- [10] T. Georges, « Oxxius.com », 2022. <https://www.oxxius.com/products/low-noise-lasers/>
- [11] « Toptica », 2022. <https://www.toptica.com/products/tunable-diode-lasers/frequency-converted-lasers/ta-shg-pro>
- [12] « Sacher-laser », 2022. https://www.sacher-laser.com/home/scientificlasers/frequencyconversion/shg/tec_1000_shg.html
- [13] P. P. Sorokin et J. R. Lankard, « Stimulated Emission Observed from an Organic Dye, Chloroaluminum Phthalocyanine », *IBM J. Res. Dev.*, vol. 10, n° 2, p. 162-163, mars 1966, doi: 10.1147/rd.102.0162.
- [14] F. P. Schäfer, W. Schmidt, et J. Volze, « Organic Dye solution laser », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 9, n° 8, p. 306-309, oct. 1966, doi: 10.1063/1.1754762.
- [15] J. N. Eckstein, A. I. Ferguson, T. W. Hänsch, C. A. Minard, et C. K. Chan, « Production of deep blue tunable picosecond light pulses by synchronous pumping of a dye laser », *Opt. Commun.*, vol. 27, p. 466-468, 1978.
- [16] S. Kono, T. Oki, T. Miyajima, M. Ikeda, et H. Yokoyama, « 12W peak-power 10ps duration optical pulse generation by gain switching of a single-transverse-mode GaInN blue laser diode », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 93, n° 13, p. 131113, sept. 2008, doi: 10.1063/1.2996025.
- [17] P. Dupriez, J. K. Sahu, A. Malinowski, Y. Jeong, D. J. Richardson, et J. Nilsson, « 80W green laser based on a frequency-doubled picosecond, single-mode, linearly-polarized fiber laser », in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, 2006, p. CThJ1. [En ligne]. Disponible sur: <http://www.osapublishing.org/abstract.cfm?URI=CLEO-2006-CThJ1>
- [18] W. Tian, Y. Isyanova, R. Stegeman, Y. Huang, L. R. Chieffo, et P. F. Moulton, « High power, picosecond green laser based on a frequency-doubled, all-fiber, narrow-bandwidth, linearly polarized, Yb-doped fiber laser », San Francisco, California, United States, mars 2016, p. 972837. doi: 10.1117/12.2212649.

- [19] J. Gao *et al.*, « Diode-end-pumped acousto-optically Q-switched 914 nm laser and the pulsed blue light generation by intracavity frequency doubling », *Laser Phys. Lett.*, vol. 5, n° 6, p. 433-436, juin 2008, doi: 10.1002/lapl.200810021.
- [20] F. Chen *et al.*, « Diode-pumped passively Q-switched 912nm Nd:GdVO₄ laser and pulsed deep-blue laser by intracavity frequency-doubling », *Opt. Commun.*, vol. 283, n° 20, p. 4036-4040, oct. 2010, doi: 10.1016/j.optcom.2010.05.062.
- [21] F. Chen *et al.*, « Diode-pumped acousto-optical Q-switched 912nm Nd:GdVO₄ laser and extra-cavity frequency-doubling of 456nm deep-blue light emission », *Opt. Laser Technol.*, vol. 68, p. 36-40, mai 2015, doi: 10.1016/j.optlastec.2014.11.007.
- [22] L. Deyra, I. Martial, J. Didierjean, F. Balembois, et P. Georges, « 3 W, 300 μJ, 25 ns pulsed 473 nm blue laser based on actively Q-switched Nd:YAG single-crystal fiber oscillator at 946 nm », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 16, p. 3013, août 2013, doi: 10.1364/OL.38.003013.
- [23] D. Creeden, J. Blanchard, H. Pretorius, J. Limongelli, et S. D. Setzler, « 486nm blue laser operating at 500 kHz pulse repetition frequency », San Francisco, California, United States, mars 2016, p. 972829. doi: 10.1117/12.2209314.
- [24] M. Shan *et al.*, « Transverse Electric Lasing at a Record Short Wavelength 244.63 nm from GaN Quantum Wells with Weak Exciton Localization », *ACS Photonics*, vol. 8, n° 5, p. 1264-1270, mai 2021, doi: 10.1021/acsp Photonics.1c00090.
- [25] « Photon Systems », 2022. <https://photonsystems.com/>
- [26] L. Deyra, I. Martial, J. Didierjean, F. Balembois, et P. Georges, « Deep-UV 236.5 nm laser by fourth-harmonic generation of a single-crystal fiber Nd:YAG oscillator », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 8, p. 2236, avr. 2014, doi: 10.1364/OL.39.002236.
- [27] Q. Fu *et al.*, « High-power, high-efficiency, all-fiberized-laser-pumped, 260-nm, deep-UV laser for bacterial deactivation », *Opt. Express*, vol. 29, n° 26, p. 42485, déc. 2021, doi: 10.1364/OE.441248.
- [28] O. Novák, H. Turčičová, M. Smrž, T. Miura, A. Endo, et T. Mocek, « Picosecond green and deep ultraviolet pulses generated by a high-power 100 kHz thin-disk laser », *Opt. Lett.*, vol. 41, n° 22, p. 5210, nov. 2016, doi: 10.1364/OL.41.005210.
- [29] Y. Chu *et al.*, « Picosecond high-power 213-nm deep-ultraviolet laser generation using β-BaB₂O₄ crystal », *Opt. Laser Technol.*, vol. 134, p. 106657, févr. 2021, doi: 10.1016/j.optlastec.2020.106657.
- [30] L. Deyra, I. Martial, F. Balembois, J. Diderjean, et P. Georges, « Megawatt peak power, 1 kHz, 266 nm sub nanosecond laser source based on single-crystal fiber amplifier », *Appl. Phys. B*, vol. 111, n° 4, p. 573-576, juin 2013, doi: 10.1007/s00340-013-5376-7.
- [31] S. C. Kumar, J. C. Casals, J. Wei, et M. Ebrahim-Zadeh, « High-power, high-repetition-rate performance characteristics of β-BaB₂O₄ for single-pass picosecond ultraviolet generation at 266 nm », *Opt. Express*, vol. 23, n° 21, p. 28091, oct. 2015, doi: 10.1364/OE.23.028091.
- [32] Y. Urata, T. Shinozaki, Y. Wada, Y. Kaneda, S. Wada, et S. Imai, « Deep UV light generation by a fiber/bulk hybrid amplifier at 199 nm », *Appl. Opt.*, vol. 48, n° 9, p. 1668, mars 2009, doi: 10.1364/AO.48.001668.
- [33] A. Okamoto, H. Kuniyasu, et T. Hattori, « Detection of 30–40-nm Particles on Bulk-Silicon and SOI Wafers Using Deep UV Laser Scattering », *IEEE Trans. Semicond. Manuf.*, vol. 19, n° 4, p. 372-380, nov. 2006, doi: 10.1109/TSM.2006.884600.
- [34] P. C. Gow, R. H. S. Bannerman, P. L. Mennea, C. Holmes, J. C. Gates, et P. G. R. Smith, « Direct UV written integrated planar waveguides using a 213 nm laser », *Opt. Express*, vol. 27, n° 20, p. 29133, sept. 2019, doi: 10.1364/OE.27.029133.

- [35] M. Douay *et al.*, « Densification involved in the UV-based photosensitivity of silica glasses and optical fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 15, n° 8, p. 1329-1342, août 1997, doi: 10.1109/50.618334.
- [36] S. A. Asher et C. R. Johnson, « Raman Spectroscopy of a Coal Liquid Shows That Fluorescence Interference Is Minimized with Ultraviolet Excitation », *Science*, vol. 225, n° 4659, p. 311-313, juill. 1984, doi: 10.1126/science.6740313.
- [37] C. M. Wynn, S. Palmacci, R. R. Kunz, K. Clow, et M. Rothschild, « Detection of condensed-phase explosives via laser-induced vaporization, photodissociation, and resonant excitation », *Appl. Opt.*, vol. 47, n° 31, p. 5767, nov. 2008, doi: 10.1364/AO.47.005767.
- [38] C. M. Wynn, S. Palmacci, R. R. Kunz, et M. Rothschild, « Noncontact detection of homemade explosive constituents via photodissociation followed by laser-induced fluorescence », *Opt. Express*, vol. 18, n° 6, p. 5399, mars 2010, doi: 10.1364/OE.18.005399.
- [39] B. Leconte, B. Cadier, H. Gilles, S. Girard, T. Robin, et M. Laroche, « Extended tunability of Nd-doped fiber lasers operating at 872–936 nm », *Opt. Lett.*, vol. 40, n° 17, p. 4098, sept. 2015, doi: 10.1364/OL.40.004098.
- [40] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 3rd ed. San Diego: Academic Press, 2001.
- [41] K. Kitayama, *Optical Code Division Multiple Access: A Practical Perspective*. Cambridge: Cambridge University Press, 2014. doi: 10.1017/CBO9781139206914.
- [42] M. Veetikazhy *et al.*, « BPM-Matlab: an open-source optical propagation simulation tool in MATLAB », *Opt. Express*, vol. 29, n° 8, p. 11819, avr. 2021, doi: 10.1364/OE.420493.
- [43] C. J. Koester et E. Snitzer, « Amplification in a Fiber Laser », *Appl. Opt.*, vol. 3, n° 10, p. 1182, oct. 1964, doi: 10.1364/AO.3.001182.
- [44] J. Stone et C. A. Burrus, « Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 23, n° 7, p. 388-389, oct. 1973, doi: 10.1063/1.1654929.
- [45] S. Poole, D. Payne, R. Mears, M. Fermann, et R. Laming, « Fabrication and characterization of low-loss optical fibers containing rare-earth ions », *J. Light. Technol.*, vol. 4, n° 7, p. 870-876, 1986, doi: 10.1109/JLT.1986.1074811.
- [46] J. E. Townsend, S. B. Poole, et D. N. Payne, « Solution-doping technique for fabrication of rare-earth-doped optical fibres », *Electron. Lett.*, vol. 23, n° 7, p. 329, 1987, doi: 10.1049/el:19870244.
- [47] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, et B. C. McCollum, « Double clad, offset core Nd fiber laser », in *Optical Fiber Sensors*, New Orleans, LA, 1988, p. PD5. doi: 10.1364/OFS.1988.PD5.
- [48] Paschotta, Rüdiger, « RP-Photonics ». RP-Photonics.com
- [49] M. J. F. Digonnet, Éd., *Rare-earth-doped fiber lasers and amplifiers*, 2nd ed., rev.Expanded. New York: Marcel Dekker, 2001.
- [50] R. Lavi *et al.*, « Efficient pumping scheme for neodymium-doped materials by direct excitation of the upper lasing level », *Appl. Opt.*, vol. 38, n° 36, p. 7382, déc. 1999, doi: 10.1364/AO.38.007382.
- [51] Y. F. Lü, X. H. Zhang, J. Xia, A. F. Zhang, X. D. Yin, et L. Bao, « Highly efficient continuous-wave 912 nm Nd:GdVO₄ laser emission under direct 880 nm pumping », *Laser Phys. Lett.*, vol. 6, n° 11, p. 796-799, oct. 2009, doi: 10.1002/lapl.200910082.
- [52] P. H. Pax *et al.*, « Scalable waveguide design for three-level operation in Neodymium doped fiber laser », *Opt. Express*, vol. 24, n° 25, p. 28633, déc. 2016, doi: 10.1364/OE.24.028633.
- [53] C. Maunier, « Pertes optiques et émission laser de matériaux dopés Nd³⁺ pour applications diverses, amplificateurs, autodoubleurs de fréquence, minilasers pompés par diodes », Université de Caen Normandie, 2001.
- [54] B. Leconte, « Développement de sources laser à fibre dopée Nd³⁺ pour une émission autour de 900 nm et 450 nm. » Université Caen Basse Normandie, 2016.

- [55] J. Dawson *et al.*, « 938 nm Nd-doped high power cladding pumped fiber amplifier », Lawrence Livermore National Lab.(LLNL), Livermore, CA (United States), 2002.
- [56] I. P. Alcock, A. I. Ferguson, D. C. Hanna, et A. C. Tropper, « Tunable, continuous-wave neodymium-doped monomode-fiber laser operating at 0900–0945 and 1070–1135 μm », *Opt. Lett.*, vol. 11, n° 11, p. 709, nov. 1986, doi: 10.1364/OL.11.000709.
- [57] A. L. Cook et H. D. Hendricks, « Diode-laser-pumped tunable 896–939.5-nm neodymium-doped fiber laser with 43-mW output power », *Appl. Opt.*, vol. 37, n° 15, p. 3276-3281, mai 1998, doi: 10.1364/AO.37.003276.
- [58] I. A. Bufetov *et al.*, « Efficient 0.9- μm neodymium-doped single-mode fibre laser », *Quantum Electron.*, vol. 33, n° 12, p. 1035-1037, déc. 2003, doi: 10.1070/QE2003v033n12ABEH002549.
- [59] D. B. S. Soh *et al.*, « Neodymium-doped cladding-pumped aluminosilicate fiber laser tunable in the 0.9 μm wavelength range », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, n° 9, p. 1275-1282, sept. 2004, doi: 10.1109/JQE.2004.833230.
- [60] C. Bartolacci, M. Laroche, H. Gilles, S. Girard, T. Robin, et B. Cadier, « Generation of picosecond blue light pulses at 464 nm by frequency doubling an Nd-doped fiber based Master Oscillator Power Amplifier », *Opt. Express*, vol. 18, n° 5, p. 5100, mars 2010, doi: 10.1364/OE.18.005100.
- [61] A. Wang, A. K. George, et J. C. Knight, « Three-level neodymium fiber laser incorporating photonic bandgap fiber », *Opt. Lett.*, vol. 31, n° 10, p. 1388-1390, mai 2006, doi: 10.1364/OL.31.001388.
- [62] R. Stolen et J. Bjorkholm, « Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, n° 7, p. 1062-1072, juill. 1982, doi: 10.1109/JQE.1982.1071660.
- [63] D. Anderson et M. Lisak, « Nonlinear asymmetric self-phase modulation and self-steepening of pulses in long optical waveguides », *Phys. Rev. A*, vol. 27, n° 3, p. 1393-1398, mars 1983, doi: 10.1103/PhysRevA.27.1393.
- [64] R. H. Stolen, « Nonlinearity in fiber transmission », *Proc. IEEE*, vol. 68, n° 10, p. 1232-1236, 1980, doi: 10.1109/PROC.1980.11837.
- [65] T. R. Taha et M. I. Ablowitz, « Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. II. Numerical, nonlinear Schrödinger equation », *J. Comput. Phys.*, vol. 55, n° 2, p. 203-230, 1984.
- [66] R. A. Fisher et W. K. Bischel, « Numerical studies of the interplay between self-phase modulation and dispersion for intense plane-wave laser pulses », *J. Appl. Phys.*, vol. 46, n° 11, p. 4921-4934, nov. 1975, doi: 10.1063/1.321476.

II. Fibres optiques dopées néodyme pour une émission laser de forte puissance autour de 910 nm

Dans le chapitre précédent, un état de l'art des sources lasers actuelles émettant dans le bleu et l'UV profond a été exposé. Les différentes approches proposées dans la littérature nous ont amené à choisir une solution basée sur la fibre optique dopée néodyme émettant sur la transition à 3 niveaux ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ afin de développer des sources lasers fonctionnant en régime impulsionnel à courtes longueurs d'onde dans le proche infrarouges ($\lambda < 940$ nm). Après doublage et quadruplage en fréquence dans des cristaux non linéaires, ces sources lasers à base de fibre dopée néodyme nous permettrons d'accéder aux émissions bleues et UV recherchées. En effet, un amplificateur à fibre PM dopée Nd^{3+} peut à priori posséder les caractéristiques nécessaires pour réaliser des conversions non-linéaires de fréquence efficaces (faible largeur spectrale, bonne qualité de faisceau, polarisation rectiligne, robustesse). Dans ce chapitre, nous présenterons le design de fibres dopées Nd^{3+} autorisant une montée en puissance autour de 910 nm ($P > 25$ W), tout en limitant les effets non linéaires délétères et en conservant une bonne qualité de faisceau. Un design semblable a permis dès 2013 de démontrer 20 W de puissance de sortie à 920 nm en cavité laser à partir d'une fibre dopée Nd^{3+} avec un diamètre de cœur de 20 μm et un diamètre de gaine de 80 μm [1]. Le cœur de cette fibre était cependant multimode à 920 nm et sans structure permettant un maintien de la polarisation. Nous présenterons les méthodes de fabrication et de caractérisation de nouvelles fibres ainsi que les performances lasers obtenues pour les différentes fibres développées dans le cadre de cette thèse.

II.1 Intérêts et optimisations des fibres LMA-PM dopées Nd^{3+}

Le design des fibres à large aire modale (LMA : Large Mode Area) et à gaine réduite a été précédemment étudié au sein de l'équipe OML [2]. Cette solution a déjà démontré de bons résultats en régime de forte puissance et reste la solution que nous avons retenue dans le cadre de ce travail.

Nous allons brièvement rappeler l'intérêt de ces structures de fibres LMA à gaine réduite. Comparées aux fibres double-gaine à cœur monomode, elles présentent 3 avantages :

- Limiter les effets non linéaires parasites en **augmentant la taille du mode guidé** ;
- Optimiser le rapport des gains à 910 nm et à 1060 nm grâce à un **rapport diamètre gaine / diamètre cœur réduit** ;
- Limiter la formation d'agrégats d'ions en **réduisant la concentration en ions Nd^{3+}** , à coefficient d'absorption constant à la longueur d'onde de pompage.

À partir d'un modèle analytique simple, il est possible de démontrer qu'une diminution du rapport diamètre de gaine sur diamètre de cœur permet d'optimiser la différence de gain entre les deux transitions en compétition, au profit de l'émission à 910 nm. Par soucis de simplification, on considère uniquement les deux niveaux d'énergie de l'ion néodyme impliqués dans la transition laser autour de 910 nm. On note E_1 le niveau fondamental ${}^4I_{9/2}$, de densité de population N_1 et E_2 le niveau émetteur ${}^4F_{3/2}$, de densité de population N_2 . On suppose également que les flux lumineux sont constants le long

de la fibre et que l'on est en régime stationnaire. On définit alors les gains non-saturés à 910 nm et 1060 nm respectivement par :

$$\begin{aligned} G^{910} &= e^{(\sigma_{em}^{910}N_2 - \sigma_{abs}^{910}N_1)L} \\ G^{1060} &= e^{\sigma_{em}^{1060}N_2L} \end{aligned} \quad (2.1)$$

où L est la longueur totale de la fibre dopée Nd^{3+} , σ_{em}^λ et σ_{abs}^λ sont les sections efficaces d'émission stimulée et d'absorption pour une longueur d'onde λ indiquée en nm.

On peut alors définir un facteur de mérite M correspondant au rapport des gains :

$$M = \frac{G^{910}}{G^{1060}} \quad (2.2)$$

En introduisant la fraction de population dans l'état émetteur $\eta = \frac{N_2}{N_t}$ où N_t est la concentration volumique totale d'ions Nd^{3+} avec $N_t = N_1 + N_2$, on peut alors réécrire les équations (2.1) afin de définir le facteur de mérite M en fonction de η , N_t et L . Le facteur de mérite peut alors s'écrire [2] :

$$M = e^{((\sigma_{em}^{910} + \sigma_{abs}^{910} - \sigma_{em}^{1060})\eta - \sigma_{abs}^{910})N_tL} \quad (2.3)$$

L'argument du terme exponentiel est toujours négatif, de sorte que le gain à 1060 nm reste toujours supérieur au gain à 910 nm, quel que soit le taux d'inversion de population. Le facteur de mérite M reste donc toujours inférieur à 1. Cependant, on remarque qu'il dépend directement du produit $N_t \times L$. Les sections efficaces étant des paramètres spectroscopiques fixes de l'ion Nd^{3+} pour une composition de la matrice vitreuse d'accueil donnée, les seuls paramètres qui peuvent être optimisés sont donc la fraction de population dans l'état émetteur η , la concentration totale N_t en ions Nd^{3+} et la longueur totale de la fibre L . Comme l'argument est négatif, on remarque alors que le facteur de mérite peut être augmenté en diminuant la concentration N_t ou la longueur L de fibre. Cependant, une diminution significative de l'un de ces deux paramètres s'accompagne également d'une diminution de l'absorption de la pompe. Celle-ci doit alors être compensée pour que le rendement de conversion laser reste élevé. Si l'on considère l'absorption de la puissance de pompe dans une fibre double gaine, la loi de Beer-Lambert décrit le coefficient de transmission du faisceau de pompe à 808 nm par :

$$T_{808} = e^{-\sigma_{abs}^{808}AN_tL} \quad (2.4)$$

Où A est le rapport entre l'aire du cœur dopé de rayon a et l'aire de la gaine interne de rayon r_g : $A = \frac{a^2}{r_g^2}$

D'après l'équation (2.4), on remarque que la réduction du produit $N_t \times L$ peut être compensée par une augmentation du rapport A afin de maintenir une efficacité d'absorption élevée. Pour déterminer la géométrie de fibre la plus adaptée à notre application, l'évolution théorique du gain à 1060 nm est calculée en fonction du rapport diamètre de gaine sur diamètre de cœur pour un gain constant à 910 nm

de +20dB (gain représentatif du milieu amplificateur pour une cavité laser avec des pertes importantes). Les sections efficaces utilisées sont données dans le Tableau II-1.

	σ_{abs}^{808}	σ_{abs}^{910}	σ_{em}^{910}	σ_{em}^{1060}
Section efficace (cm ²)	$1,2 \times 10^{-20}$	8×10^{-22}	6×10^{-21}	1×10^{-20}

Tableau II-1. Sections efficaces d'absorption à 808 nm et à 910 nm et sections efficaces d'émission stimulée à 910 nm et 1060 nm utilisées dans la simulation.

Le produit $N_t \times L$ est ajusté pour obtenir l'absorption choisie, par exemple pour une absorption de 75% et un rapport de diamètre de gaine sur diamètre de cœur de 5. Si on fixe la concentration N_t égale à 3×10^{18} ions/cm³, la longueur de fibre nécessaire est alors de $L = 9,6$ m. L'évolution pour des valeurs d'absorption de la pompe comprises entre 50% et 80% est représentée sur la Figure II-1. En supposant qu'un gain à 1060 nm inférieur à 40dB (ligne pointillée rouge) permette de limiter une trop forte émission spontanée amplifiée sur cette transition parasite [3], on peut alors estimer que le rapport diamètre de gaine sur diamètre de cœur doit être inférieur à une valeur comprise entre 4 et 6 en fonction de l'absorption de la pompe.

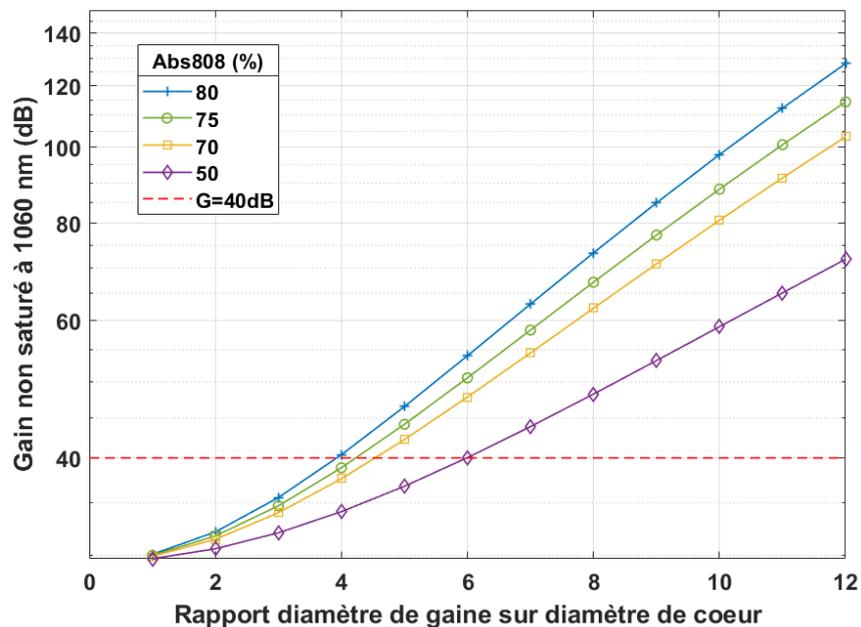


Figure II-1. Gain non saturé à 1060 nm calculé à partir des équations (2.1)-(2.4) en fonction du rapport du diamètre de gaine sur le diamètre de cœur pour un gain à 910 nm $G^{910} = +20$ dB et une absorption faible signal variant entre 50 et 80%.

En plus de favoriser le gain à 910 nm, ce design présente également l'avantage de réduire la concentration d'ions Nd³⁺ dans le cœur de la fibre, limitant ainsi la formation d'agrégats qui diminuent fortement le rendement laser. Pour mieux cerner l'avantage d'un rapport gaine/cœur réduit dans une fibre double gaine dopée Nd³⁺, on peut comparer cette géométrie avec une fibre à double gaine standard. Par exemple, si l'on considère une fibre 5/125 μm (rapport gaine/cœur = 25 – qui n'est pas indiqué sur le graphique par soucis de lisibilité), pour une absorption de 75% et une fraction de population dans le

niveau émetteur η de 13%, lorsque le gain non saturé à 1060 nm vaut $G^{1060} = 40\text{dB}$, le gain à 910 nm vaut $G^{910} \ll 0\text{dB}$ et la fibre devient absorbante à cette longueur d'onde. Si on choisit maintenant un rapport 4 entre la gaine et le cœur, pour un gain à 910 nm de +20dB, on obtient un gain faible signal à 1060 nm de $G^{1060} = +39\text{dB}$ et une fraction de population dans le niveau émetteur $\eta = 48\%$. Pour une absorption constante à 808 nm, la concentration en ions Nd^{3+} est alors réduite d'un facteur 40 par rapport à la fibre 5/125. Afin de réduire efficacement le gain à 1060 nm, nous avons opté dans un premier temps pour un rapport de diamètres gaine/cœur de 4 pour la fabrication des fibres.

Le second point critique à considérer lors du dimensionnement du cœur est la réduction des effets non linéaires parasites dans la fibre. Dans la partie I.4 du chapitre précédent, nous avons décrit les principaux effets non linéaires apparaissant dans les fibres lors de la propagation d'impulsions lumineuses intenses. Nous avons vu que l'auto-modulation de phase (SPM) - qui élargit le spectre optique et par conséquent réduit l'efficacité de conversion lors du doublage ou du quadruplage de fréquence - est l'un des principaux facteurs limitant dans les fibres monomodes à profil d'indice en W. Les fibres à structure d'indice en W dopée Nd^{3+} possèdent un diamètre de cœur typiquement de 4 μm . En choisissant une fibre LMA avec un diamètre de cœur égal à 20 μm , l'aire effective du cœur de la fibre est 25 fois plus grande que pour la fibre à profil d'indice en W, ce qui repousse les seuils d'apparition des effets non linéaires indésirables du même facteur. L'avantage est encore plus marqué avec une fibre LMA avec un diamètre de cœur égal à 30 μm où l'aire effective devient 56 fois plus grande qu'avec la fibre en W. Toutefois, avec un cœur aussi large, il devient très difficile de maintenir une propagation monomode. Une fibre à profil d'indice en W avec un diamètre de cœur égal à 4 μm et une ouverture numérique $\text{ON} = 0,16$ possède (voir équations (1.1) et (1.2) du chapitre I) une fréquence normalisée $V=2,2 (< 2,405)$. Elle est donc parfaitement monomode. Si l'on considère maintenant une fibre LMA avec un diamètre de cœur égal à 20 μm et une ouverture numérique $\text{ON} = 0,16$, on obtient alors une fréquence normalisée égale à $V=11$, très largement supérieure à la limite pour assurer une propagation monomode ($V > 2,405$). Pour retrouver une qualité de faisceau satisfaisante, il est donc nécessaire de réduire significativement l'ouverture numérique afin de limiter le nombre de modes guidés dans la fibre LMA. Cela implique de concevoir un profil proche du saut d'indice avec une faible différence d'indice entre le cœur et la gaine. Le dopage en ions Nd^{3+} ainsi que le co-dopage aluminium ou germanium augmentent l'indice de réfraction du cœur. Afin de contrôler la différence d'indice, la silice peut être co-dopée avec des dopants optiquement inactifs qui réduisent l'indice, comme le bore, le fluor ou le complexe alumino-phosphate (AlPO_4) par exemple. Cependant, les procédés de fabrication actuels des fibres en silice atteignent difficilement une ouverture numérique inférieure à 0,04, ce qui nécessite alors la mise en œuvre de processus complexes et entraîne une reproductibilité médiocre [4]. Pour une telle ouverture numérique et un diamètre de cœur égal à 20 μm , la fréquence normalisée V vaut 2,76. Cette valeur indique que la fibre LMA reste théoriquement légèrement multimode mais, en pratique, seul le mode fondamental sera guidé sans perte. De plus, un effet de filtrage par le gain permet

de favoriser le mode LP_{01} car le recouvrement du mode fondamental avec le cœur dopé est plus important que pour les modes d'ordres supérieurs, favorisant l'amplification de ce mode fondamental [5,6].

Afin de mieux comprendre les contraintes de fabrication des fibres LMA, le prochain paragraphe décrit les différentes méthodes de réalisation des préformes de fibres ainsi que les choix de composition des fibres permettant d'obtenir une fibre LMA dopée néodyme avec une très faible ouverture numérique.

II.2 Fabrication des fibres optiques dopées Nd

La fabrication des fibres optiques a fait l'objet d'un effort de recherche très conséquent depuis le début des années 70. L'intérêt grandissant des fibres optiques est alors directement lié à leur utilisation potentielle pour les télécommunications à haut débit. Pour les laboratoires et les entreprises impliquées dans le développement des fibres optiques, il en découle alors une volonté de réduire de façon drastique les pertes de transmission en utilisant de nouveaux procédés de fabrication permettant d'améliorer la qualité optique des fibres en silice vitreuse. En 1974, MacChesney et al. [7] publient un procédé appelé « *Modified Chemical Vapor Deposition* » (MCVD). Cette technique sera ensuite suivie par d'autres procédés directement dérivés de cette méthode, comme la technique appelée « *Surface Plasma Chemical Vapor Deposition* » (SPCVD). D'autres procédés d'usage moins courant comme les méthodes sol-gel ou la fusion de poudre ont également été développés, mais ne seront pas décrits plus en détail dans la suite de la thèse [8–11]. Nous allons détailler dans les paragraphes II.2.1 et II.2.2 exclusivement les procédés MCVD et SPCVD car il s'agit des deux procédés de fabrication utilisés par la société iXblue dans le cadre de cette thèse. Les deux méthodes permettent de déposer à l'intérieur d'un tube une succession de couches de silice de composition chimique parfaitement contrôlée. Cette préforme est ensuite fibrée par étirage sur une tour de fibrage.

II.2.1 MCVD

Le procédé de fabrication MCVD est la méthode la plus répandue pour réaliser une préforme de fibre optique de très bonne qualité. La fabrication de la préforme est réalisée en déposant, par oxydation à haute température, des couches successives de suie de verre sur la paroi interne d'un tube substrat de quartz ou un tube en silice synthétique en rotation (Figure II-2). Une première étape de nettoyage de la paroi interne du tube est réalisée chimiquement par une attaque au Fréon (C_2F_6) à $2000^\circ C$, qui va enlever une très fine couche de silice par formation de SiF_4 gazeux. Les précurseurs à l'état gazeux utilisés pour le dépôt sont des chlorures de silicium ($SiCl_4$), de phosphore ($POCl_3$), de germanium ($GeCl_4$) et de bore (BCl_3). Ils sont maintenus à $35^\circ C$ dans une enceinte thermostatée.

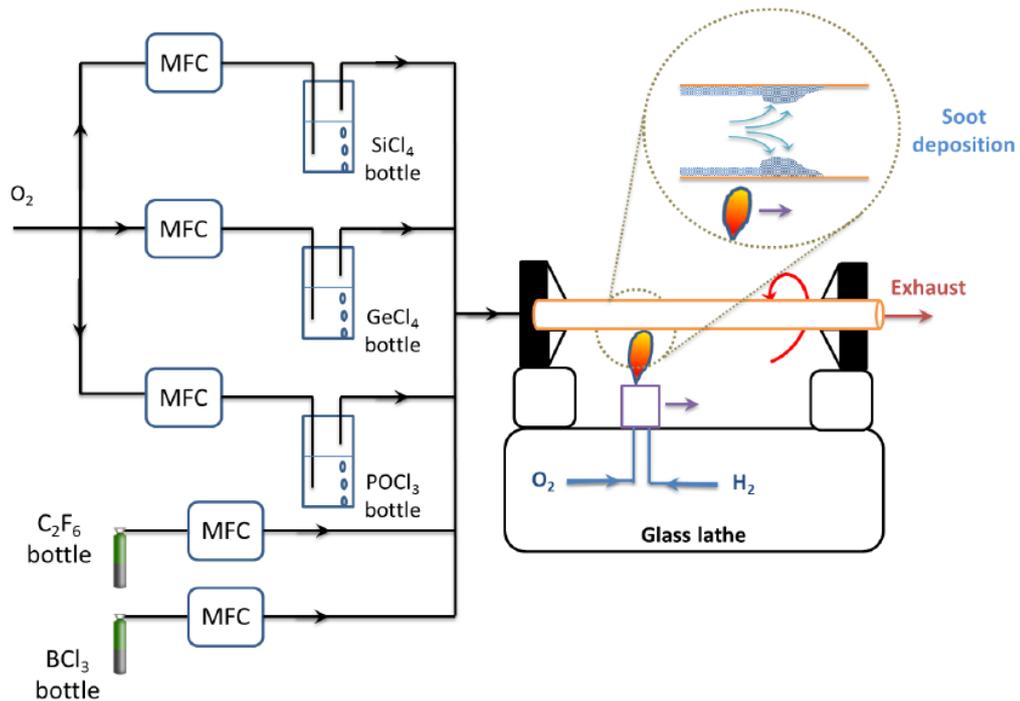


Figure II-2. Schéma de principe de la fabrication de préforme par MCVD (MFC : Mass Flow Controller) [12]

Un flux de dioxygène O_2 contrôlé par débitmètre massique permet, à l'aide de bulleux, d'amener les vapeurs jusqu'à la zone de réaction. L'oxydation des réactifs est réalisée à pression atmosphérique à l'aide de la flamme d'un chalumeau oxyhydrique qui se déplace dans le sens du flux gazeux. La vitesse de déplacement du chalumeau est d'environ 15 cm/min et permet de chauffer localement le tube de quartz autour de $1800^\circ C$, provoquant ainsi l'oxydation des réactifs. Le brûleur crée un gradient de température permettant, principalement par thermophorèse [13], de déposer les particules de suie dans une zone devant la flamme, comme représenté vue en coupe sur la Figure II-3. De cette manière, la fine couche déposée en aval est vitrifiée au fur et à mesure lors du passage de la flamme. Une fois arrivée au bout du tube, la flamme revient au début et cette étape est répétée jusqu'à obtenir le nombre souhaité de couches de verre. Un évent est utilisé à l'extrémité du tube afin d'extraire les gaz excédentaires et les réactifs restants. Enfin, une dernière étape est nécessaire avant d'obtenir la préforme : le rétreint. Cette étape sert à sceller le tube par passages successifs du brûleur. À une température de l'ordre de $2000^\circ C$, le tube en verre s'effondre sur lui-même sous l'effet de la tension de surface. On répète alors le passage jusqu'à fermeture complète du tube. Les préformes ainsi obtenues ont un diamètre externe de quelques centimètres et une longueur totale de l'ordre d'une dizaine de centimètres jusqu'à 1 m.

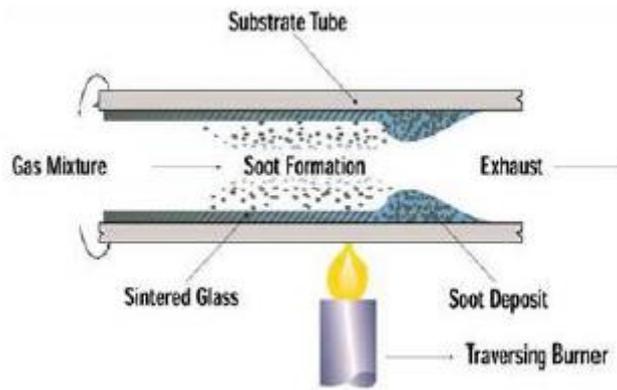


Figure II-3. Principe de dépôt d'une couche de suie par thermophorèse et vitrification [14].

Le dopage des cœurs en silice par des éléments à faible pression de vapeur tels que l'aluminium et les terres rares peut se faire en phase vapeur ou en phase liquide. Le dopage en phase vapeur peut être réalisé suivant plusieurs méthodes. Une méthode utilise un poreux saturé en terres rares puis chauffé à 900°C qui fait alors office de source de vapeur. Une seconde méthode consiste à placer directement dans le tube, ou à l'aide d'un réservoir, de la poudre de terres rares déshydratée sublimée à 900°C. La dernière méthode – la plus utilisée actuellement - introduit les dopants sous forme d'aérosol ou de chélates [15]. La méthode de dopage en phase liquide nécessite de ne pas vitrifier complètement la couche de suie déposée afin d'obtenir une silice poreuse (en maintenant une température du chalumeau suffisamment basse). Une solution aqueuse composée de sels de terres rares et d'aluminium est ensuite insérée dans le tube et reste 1h en contact avec le dépôt de silice poreux pour que les dopants s'incorporent au réseau. On distingue en général la méthode nommée ASD (*All Solution Doping*) où tous les composants sont incorporés simultanément en solution, d'une méthode où certains éléments, comme le germanium ou le phosphore, sont déjà présents dans le poreux. La concentration finale en dopants est déterminée principalement par deux paramètres [16] :

- Les conditions de dépôt du poreux (température, épaisseur...) et donc sa porosité ;
- Les paramètres de la solution utilisée (viscosité, solvant, concentration, durée de trempage...).

Enfin, une étape de séchage sous atmosphère inerte est nécessaire avant vitrification et rétreint de la préforme.

II.2.2 SPCVD

Plusieurs procédés de dépôt assistés par plasma ont été développés entre 1975 et 1985 pour améliorer le procédé MCVD [17,18]. Le procédé de fabrication par SPCVD a été développé en 1986 au centre national d'études des télécommunications (CNET) à Lannion [19]. Plusieurs bancs vont être réalisés mais ils seront finalement démantelés car le procédé est jugé incompatible avec une production de masse nécessaire pour le marché des télécommunications.

La méthode de fabrication a été récemment reprise par Alexandre Barnini [12] dans le cadre d'un travail de thèse en collaboration entre iXblue et l'Institut de Recherche de Chimie Paris (IRCP) pour le développement de nouvelles compositions de fibres dopées ytterbium. En effet, cette technique s'avère très intéressante pour la réalisation de préformes de fibres LMA dopées avec des ions de terres rares. Elle permet, en particulier, de réaliser des dépôts épais par succession de couches très minces (quelques dizaines de nanomètres) qui engendrent une bonne précision radiale – indispensable pour une très faible ON – sur un cœur déposé de plusieurs millimètres. De plus, il est possible d'insérer des dopants comme le bore et le fluor qui sont trop volatiles pour la méthode MCVD. Le travail d'Alexandre Barnini a permis la mise en place d'un banc SPCVD dans les locaux d'iXblue à Lannion. Depuis 3 ans, ce banc a également permis de réaliser certaines des préformes de fibres LMA dopées Nd^{3+} utilisées dans le cadre de cette thèse.

La méthode SPCVD repose sur l'utilisation d'un plasma de surface généré par micro-ondes à 2,45 GHz à l'intérieur d'un tube diélectrique en silice qui constitue le substrat de la préforme (Figure II-4). Ce tube en silice est placé à l'intérieur d'un tube métallique en Inconel qui sert de guide d'onde pour les micro-ondes pour obtenir une colonne de plasma. Afin de permettre l'ignition et le maintien du plasma près de la surface du tube en silice, celui-ci doit être placé dans un vide primaire (pression ~ millibar), qui est assuré par une pompe placée sur le sas de sortie. Un sas d'entrée permet d'introduire dans le tube substrat les réactifs gazeux (SiCl_4 , POCl_3 , GeCl_4 , C_2F_6 , SiF_4 et BCl_3) dilués dans le dioxygène O_2 . Dans le cas de la formation de la silice, la colonne de plasma décompose le précurseur SiCl_4 formant des espèces Si^* (* désigne un état excité) qui se recombinent en SiO^* puis réagissent rapidement avec des espèces O^* en surface pour former la silice vitreuse. Des chlorures de néodyme anhydres sont placés dans réacteur en quartz proche de la zone de réaction. Autour de 800°C et 1mbar, les réactifs gazeux sont générés et emmenés vers le plasma à l'aide d'un gaz inerte. La présence d'un four tubulaire à 1100°C permet d'obtenir une couche directement vitrifiée. En fonction des conditions de dépôt, l'entière du réactif va être consommée sur une longueur d'une dizaine de millimètres à quelques centimètres. Afin d'obtenir une couche vitrifiée sur une longueur de 400 mm, la puissance micro-onde est modulée, ce qui permet de faire varier la longueur de la colonne plasma et donc la zone de réaction sans déplacement mécanique. Il est ensuite relativement simple de changer la composition des réactifs afin d'incorporer des dopants comme des terres rares ou de l'aluminium. Les trois principaux avantages de la SPCVD sont donc :

- Une synthèse par plasma sous vide permettant de déposer des matériaux à des températures nettement plus basses ;
- Une position de la zone réactionnelle contrôlée par l'intermédiaire de la puissance micro-onde ;
- L'incorporation des dopants plus facile et plus homogène, y compris du bore ou du fluor qui sont complexes à ajouter avec la méthode MCVD classique.

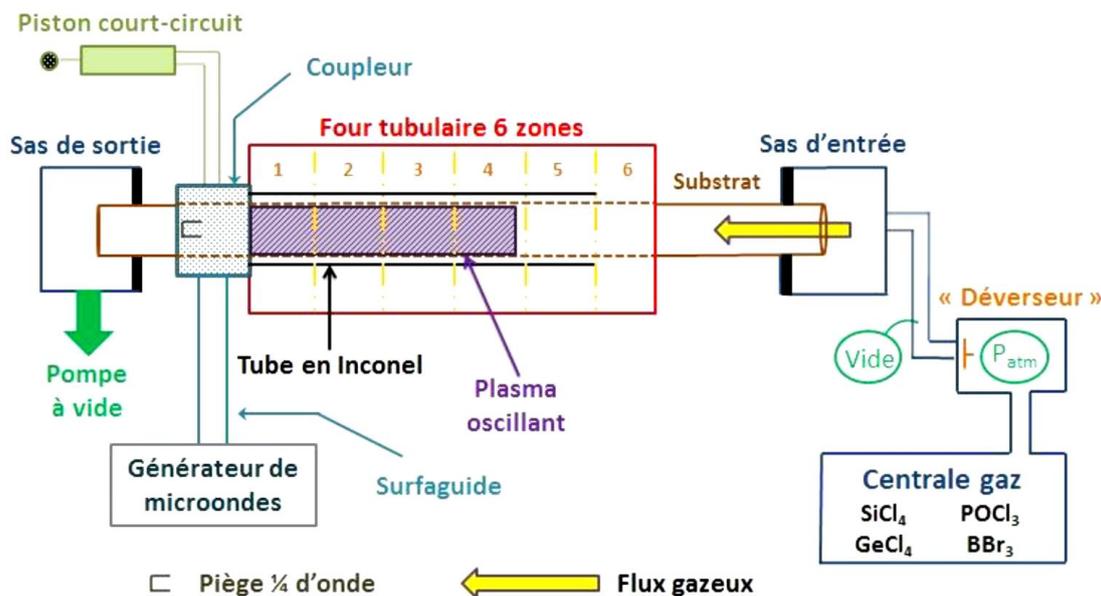


Figure II-4. Schéma du montage utilisé dans le procédé SPCVD [12]

On peut ainsi maîtriser avec une très grande précision le profil radial des dopants tout en déposant des cœurs volumineux (jusqu'à 3-5 millimètres de dépôt) à l'intérieur de la préforme. Cette méthode est donc tout à fait adaptée à la fabrication de fibres LMA possédant une très faible ouverture numérique, donc très sensibles aux variations du profil d'indice. Une fois la préforme fabriquée, la dernière étape consiste à étirer la fibre aux dimensions souhaitées par homothétie, le procédé est détaillé dans [12].

II.2.3 Choix de la composition du cœur

Dans le cadre de la fabrication des fibres LMA dopées Nd^{3+} , il est nécessaire de bien choisir la composition de la matrice vitreuse constituant le cœur de la fibre. Ce choix permet de limiter au maximum les agrégats d'ions Nd^{3+} tout en obtenant une ON suffisamment faible pour maintenir une bonne qualité de faisceau ($\text{ON} < 0,06$). Le dopage du cœur par des ions de terres rares comme l'ion néodyme, augmente généralement l'indice de réfraction par rapport à la silice pure. La différence d'indice Δn peut alors devenir trop élevée pour autoriser une faible ouverture numérique. D'autre part, comme indiqué dans le paragraphe I.2.2 du chapitre I, la concentration en ions Nd^{3+} est limitée par l'apparition d'agrégats qui réduisent fortement l'efficacité laser. Une méthode largement utilisée pour dissoudre les terres rares dans la silice est l'utilisation d'aluminium comme codopant afin de favoriser des liaisons Nd-O-Al et Nd-O-Si réduisant ainsi les liaisons Nd-O-Nd qui entraînent les effets d'agrégats indésirables [20,21]. Plusieurs études [20,22] ont démontré qu'une fraction atomique $\text{Al/Nd} \sim 10 : 1$ permettait d'obtenir des verres adaptés aux applications lasers. Ces études indiquent également un décalage du spectre d'émission de la transition ${}^4\text{F}_{3/2} \rightarrow {}^4\text{I}_{9/2}$ de l'ion néodyme vers les courtes longueurs d'onde lors du co-dopage avec l'aluminium. Ce léger décalage présente un intérêt pour atteindre l'UV

profond après quadruplage et réduit également le défaut quantique lié à la transition laser autour de 910 nm. Malheureusement, l'ajout d'aluminium augmente encore d'avantage la différence d'indice avec la silice pure. L'autre co-dopant fréquemment utilisé est le phosphore qui favorise également la solubilisation des ions de terres rares dans une matrice de silice par la création de défauts dans le réseau qui seront comblés par les ions de terres rares [23]. Mais, au même titre que l'aluminium, le phosphore augmente l'indice de réfraction de la silice. D'autre part, le phosphore est également très volatil et s'évapore lors de la phase de rétreint, créant des trous d'indice dans le profil qui peuvent fortement impacter la qualité modale du faisceau en sortie de fibre. D'après Sen et al. [24], l'ajout d'aluminium ou de phosphore dans les verres dopés ytterbium - même en concentration limitée (ratio atomique Al/P : Yb ~ 10 : 1) - les positionnent en deuxièmes plus proches voisins de l'ytterbium après l'oxygène. L'ajout d'aluminium ou de phosphore permet donc une redistribution spatiale et une homogénéisation des ions de terres rares dans la silice, favorisant la réduction des agrégats.

Considérés indépendamment, les dopages aluminium ou phosphore restent problématiques pour la fabrication de fibre LMA à faible ouverture numérique. Cependant, le co-dopage combiné aluminium + phosphore fait apparaître des structures alumino-phosphate AlPO_4 qui modifient complètement leur influence sur la variation de l'indice de réfraction [25]. En effet, lorsque les deux dopants sont ajoutés simultanément, l'indice de réfraction chute [26]. L'indice minimum est obtenu pour un ratio Al/P = 1. Bubnov et al. [27] ont également démontré que l'indice du verre diminuait avec une augmentation de la teneur en Al/P équimolaire. Un co-dopage aluminium + phosphore dans la silice permet donc d'atteindre un indice de réfraction inférieur à celui de la silice pure et favorise également une forte solubilisation du néodyme, réduisant ainsi efficacement les agrégats. Dans le cadre de cette thèse, c'est la composition de cœur qui sera retenue pour la plupart des préformes réalisées.

II.2.4 Barreaux de contraintes des fibres PM

Les fibres fabriquées dans le contexte de ce travail de thèse doivent être à maintien de polarisation afin de conserver un taux de polarisation du faisceau proche de 1. En effet, les applications visées – en particulier la conversion de fréquence – nécessitent une lumière polarisée rectilignement. La fabrication des fibres de type PANDA (cf. partie I.2.1.3) nécessite une étape intermédiaire entre la réalisation de la préforme par SPCVD et le fibrage. Après le rétreint de la préforme, deux trous sont percés longitudinalement de chaque côté du cœur. Des barreaux de silice dopée avec du bore sont ensuite insérés dans les perçages. Lors du fibrage, le coefficient d'expansion des barreaux dopés avec du bore étant plus élevé que celui de la gaine et du cœur, il en résulte une anisotropie créée par stress mécanique selon l'axe transverse d'alignement des 2 barreaux [28]. Pour les fibres à double gaine – en particulier les fibres LMA – la fabrication de la structure à maintien de polarisation est complexifiée par rapport à des fibres PM standard. La faible différence d'indice de réfraction entre le cœur et la gaine entraîne une forte sensibilité aux perturbations qui peuvent être provoquées par une légère asymétrie des barreaux de

contrainte. De plus, la taille du cœur étant beaucoup plus élevée dans le cas des fibres LMA, la biréfringence induite par les barreaux de contrainte est plus faible. Par conséquent, la fabrication des fibres à maintien de polarisation entraîne des délais supplémentaires et un surcoût non négligeable à la fabrication. Pour cette raison, certaines fibres de test n'ont été réalisées qu'en version non-PM afin de valider les choix de design ou les concentrations en dopant. Les fibres à large aire modale et à maintien de polarisation fabriquées ont un taux de polarisation (pourcentage de la puissance polarisée selon un axe par rapport à la puissance totale) supérieur à 90% en sortie de fibre. Cela correspond à un ratio d'extinction en polarisation (PER pour *Polarization Extinction Ratio* défini comme le rapport des puissances entre les deux axes) supérieur à 10dB. Cette valeur de PER pour les fibres LMA à faible ON est assez limitée par rapport aux fibres PM standards (qui ont typiquement un PER de 15-20 dB). Cela est dû à une partie de la puissance signal qui est couplée vers les modes de gaine, ce qui réduit le PER mesuré en sortie si ces modes de gaine ne sont pas éliminés, mais aussi au grand diamètre de cœur des fibres LMA qui limite la biréfringence induite par les barreaux de contraintes.

II.2.5 Liste des fibres LMA dopées Nd³⁺ produites

Les fibres dopées néodyme utilisées dans le cadre de ce travail de thèse ont une composition du cœur en alumino-phospho-silicate (SiO₂-Al₂O₃-P₂O₅-Nd₂O₃) permettant de réduire l'ON et de limiter la formation d'agrégats. Les fibres ont été en grande partie produites par le procédé SPCVD. Les premières fibres fabriquées étaient basées sur le design développé dans le cadre de la thèse de Baptiste Leconte. Un rapport gaine/cœur de 4 avait été adopté de manière à limiter efficacement l'ASE à 1060 nm. La gaine doit avoir une taille suffisante pour injecter efficacement la pompe tout en maintenant un cœur suffisamment petit pour limiter le nombre de modes guidés. Nous avons choisi un premier design de fibre avec un diamètre de cœur de 20 μm d'ON ~0,07 et une gaine de 80 μm d'ON ~0,46¹. La fréquence normalisée est alors proche de 4,5 à 915 nm et l'absorption de pompe à 808 nm dans la gaine est de 2,4 dB/m (équivalent à une concentration estimée à 7,6.10¹⁸ at/cm³). Les fibres produites dans le cadre de la thèse de Baptiste Leconte n'étaient pas à maintien de polarisation. Il s'agit donc, à notre connaissance, de la première version d'une fibre PM LMA dopée néodyme. Par la suite, nous avons choisi de développer des fibres avec une aire effective plus large et d'ouverture numérique plus faible (rendu possible grâce l'utilisation d'un codopage Al/P) afin de favoriser les pertes sur les modes d'ordre élevé mais aussi de s'approcher d'un diamètre externe de fibre plus standard (~125 μm). Le Tableau II-2 synthétise les principales caractéristiques des différentes fibres LMA dopées Nd³⁺ produites par iXblue durant ces travaux de thèse.

¹ Le premier revêtement est un polymère bas indice de type acrylate à faible module mécanique qui permet de minimiser les contraintes sur le cœur de la fibre (micro-courbures), le second polymère possède un module mécanique plus élevé permettant d'assurer la tenue mécanique de la fibre. Le même revêtement a été utilisé pour fabriquer toutes les fibres.

N°	a (µm)	r _g (µm)	r _g /a	ON	Abs @808nm en dB/m	Matrice	PM
1 (réf.)	20	80	4	0,08	1,6	Al	Non
2	20	80	4	0,066	2,4	Al+P	Oui
3	14,8	59	4	0,075	3,2	Al+P	Oui
4	16,5	69,6	4	0,075	2,9	Al+P	Oui
5	19	80,2	4	0,075	2,75	Al+P	Oui
6	25	125	5	0,050	1,1	Al+P	Non
7	20	125	6,25	0,067	1,1	Al+P	Non
8	20	100	5	0,058	1,7	Al+P	Non
9	15	100	6,6	0,062	1,7	Al+P	Non
10	30,8	124,9	4	0,050	1,04	Al+P	Non
11	29,9	125	4	0,050	2,08	Al+P	Non
12	30	125	4	0,053	1,08	Al+P	Non
13	30	124,8	4	0,047	1,4	Al+P	Non
14	30	125,2	4	0,045	0,96	Al+P	Oui

Tableau II-2 Liste et caractéristiques physico-chimiques des fibres LMA dopées néodyme produites par iXblue. L'ON de la gaine est de 0,46 pour toutes les fibres.

Une première série (notée Série 1 dans le tableau II-2) est dédiée au développement d'une fibre basée sur le design déjà utilisé dans la thèse de Baptiste Leconte avec un rapport gaine/cœur de 4 et un diamètre de cœur <20 µm mais utilisant une structure à maintien de polarisation (PM). Cependant, la qualité de faisceau obtenue avec les anciennes fibres (M²~2) ne satisfait pas le cahier des charges. Afin d'améliorer ce point, des fibres avec un cœur plus petit (15 µm et 17 µm) ont également été réalisées dans cette série. Les fibres 20/80 µm PM ont permis, en particulier, le développement d'un oscillateur laser linéairement polarisé fonctionnant en régime déclenché (voir partie III.2). Une seconde série (notée Série 2 dans le tableau II-2) a pour objectif le développement d'un amplificateur intermédiaire de puissance modérée (< 3W) mais assurant une propagation quasi-monomode. Ces fibres serviront dans un étage d'amplification placé entre les préamplificateurs monomodes basés sur la fibre à profil d'indice en W et l'étage d'amplification de puissance final. La puissance optique du signal d'entrée est

typiquement de quelques centaines de milliwatts. La qualité de faisceau et la stabilité modale dans cette section sont cruciales car un mode dégradé se répercutera irrémédiablement sur la sortie du système laser et impactera fortement l'efficacité et la stabilité de la conversion de fréquence. Nous avons également estimé que l'efficacité de conversion laser pouvait être réduite si cela permettait d'améliorer le comportement modal de la fibre. Une troisième série (notée Série 3 dans le tableau II-2) permet le développement d'une fibre optique dopée Nd^{3+} à très large aire modale permettant, dans l'étage final d'amplification, de générer une puissance crête $> 15 \text{ kW}$ et une puissance moyenne $> 20 \text{ W}$ à partir d'un signal incident de quelques Watts. La forte puissance crête générée dans ce dernier étage impose en effet d'augmenter le seuil d'apparition d'effets non linéaires, ce qui implique un cœur large ($30 \mu\text{m}$ typiquement) et une absorption de la pompe élevée afin de réduire la longueur de la fibre. Ce diamètre de cœur combiné à une ouverture numérique qui reste de l'ordre de $\text{ON} \sim 0,05$ peut à nouveau entraîner un comportement légèrement multimode qu'il conviendra de réduire par courbure de la fibre et l'injection d'un mode gaussien proche d'un mode LP_{01} .

II.3 Caractérisation des fibres LMA

Le modèle analytique présenté dans la partie II.1 nous a permis de définir, en première approche, une géométrie de fibre permettant d'optimiser le gain autour de 910 nm en limitant l'émission parasite à 1060 nm . Ce modèle simple est cependant trop limité pour déterminer les puissances en sortie d'une fibre dopée Nd^{3+} fonctionnant en amplificateur ou en oscillateur laser. Un modèle plus complet a été développé dans le cadre de la thèse précédente [2], mais les résultats sont très dépendants de plusieurs paramètres qui sont difficiles à estimer : taux d'ions Nd^{3+} en agrégats, sections efficaces des transitions de l'ion Nd^{3+} , paramètres de guidage de l'ASE à 1060 nm . Pour cette raison, nous avons adopté une démarche purement expérimentale en procédant par une succession d'améliorations itératives pour le développement des nouvelles fibres.

II.3.1 Études des pertes par courbures

Il est bien connu que la courbure d'une fibre optique légèrement multimode ($V > 2,405$) induit des pertes de propagation qui peuvent être plus importantes sur les modes d'ordre élevé que sur le mode fondamental. La courbure a pour effet de modifier le profil d'indice vu par le mode guidé. Les modes d'ordre élevé étant plus étendus spatialement que le mode fondamental, ils « fuient » plus rapidement que le mode fondamental qui est plus confiné [29]. L'effet est d'autant plus discriminant sur les modes que le rayon et l'ON du cœur de la fibre sont faibles. Ainsi, en ajustant avec soin le rayon de courbure imposé à une fibre LMA à faible ON, un filtrage spatial des modes d'ordres élevés devient possible.

L'aire du mode fondamental LP_{01} augmente également avec la longueur d'onde. Le MFD du mode LP_{01} est $\sim 10\%$ plus large autour de 1060 nm qu' autour de 905 nm dans les fibres LMA considérées dans cette thèse. Il serait donc possible de favoriser une fuite des modes à 1060 nm afin d'augmenter le gain autour de 905 nm , tout en imposant des pertes sur les modes d'ordres élevés à 905 nm pour améliorer la qualité

de faisceau. Nous avons effectivement vérifié expérimentalement que le fonctionnement laser à 905 nm de la fibre n° 6 n'est obtenu qu'après avoir courbé la fibre (voir partie II.3.4.1), ce qui semble indiquer que la courbure impose des pertes plus élevées à 1060 nm qu'à 905 nm.

Afin de vérifier cette hypothèse, les pertes de propagation à 905 nm et à 1060 nm ont été évaluées en fonction du rayon de courbure à l'aide d'un calcul numérique sous Matlab. Le modèle numérique utilisé – disponible en « open source » – a été développé par Veetikazhy et al. [30]. Il est basé sur la méthode de propagation de faisceau par différence finie (BPM = Beam Propagation Method). À partir d'un profil d'indice défini analytiquement ou à partir du profil d'indice mesuré, il est alors possible de déterminer le nombre de modes guidés puis les pertes de propagation associées à chaque mode en fonction du rayon de courbure de la fibre et de la longueur d'onde du signal.

L'évolution des pertes calculées en fonction du rayon de courbure de la fibre n°6, pour le mode LP₀₁ à 915 nm et à 1060 nm, est présentée sur la Figure II-5. On remarque que les pertes à 1060 nm augmentent plus vite que les pertes à 915 nm lorsque le rayon de courbure diminue en dessous de 6,5 cm. Pour un rayon inférieur à 4,5 cm, on observe que les pertes de propagation deviennent également élevées à 915 nm. L'efficacité de conversion laser à 915 nm peut alors diminuer, ce qui sera effectivement vérifié expérimentalement. Le rayon de courbure optimal par simulation se situe donc entre 6 cm et 4,5 cm. Pour un rayon de courbure de 6 cm, les pertes à 1060 nm sont de l'ordre de 0,5 dB/m et proche de 0 dB/m à 915 nm. À 4,5 cm de rayon de courbure, les pertes sont supérieures à 8 dB/m à 1060 nm et autour de 1 dB/m à 915 nm.

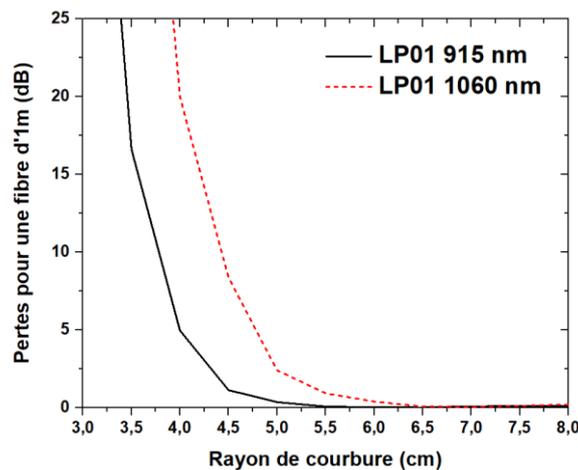


Figure II-5. Pertes par courbure simulées à 905 nm et 1060 nm pour la fibre n°6.

Dans le cas de la fibre n°7, la simulation montre qu'en raison d'une ON trop grande ($ON = 0,067$), les pertes additionnelles par courbure à 1060 nm ne seront probablement pas suffisantes pour contrebalancer le gain à 1060 nm et obtenir une émission laser autour de 915 nm.

La Figure II-6 donne les résultats par simulation pour la fibre n°14 (30/125) avec (a) l'évolution des pertes du mode LP₀₁ à 915 nm et 1060 nm et (b) l'évolution des modes LP₀₁ et LP₁₁ à 915 nm en fonction

du rayon de courbure. Les modes d'ordres supérieurs au LP_{11} ne sont pas représentés car ils présentent des pertes en principe toujours supérieures à celles des modes d'ordres inférieurs. Ces simulations montrent qu'un rayon de courbure inférieur à 5,5 cm est nécessaire pour augmenter de manière conséquente les pertes à 1060 nm pour le LP_{01} mais également que les pertes induites à 915 nm pour le LP_{11} par rapport au LP_{01} suivent la même tendance. Ces tendances seront confirmées par l'étude expérimentale portant sur la qualité modale de la fibre n°14 (voir partie III.3.4.3).

Il faut également noter que le rayon de courbure optimal n'est pas unique et parfaitement déterminé pour chaque fibre. Il peut dépendre de la puissance de pompage, de la longueur de la fibre dopée ainsi que de la puissance signal injectée à l'entrée de l'amplificateur. En effet, le modèle numérique utilisé simule uniquement la propagation dans une fibre passive.

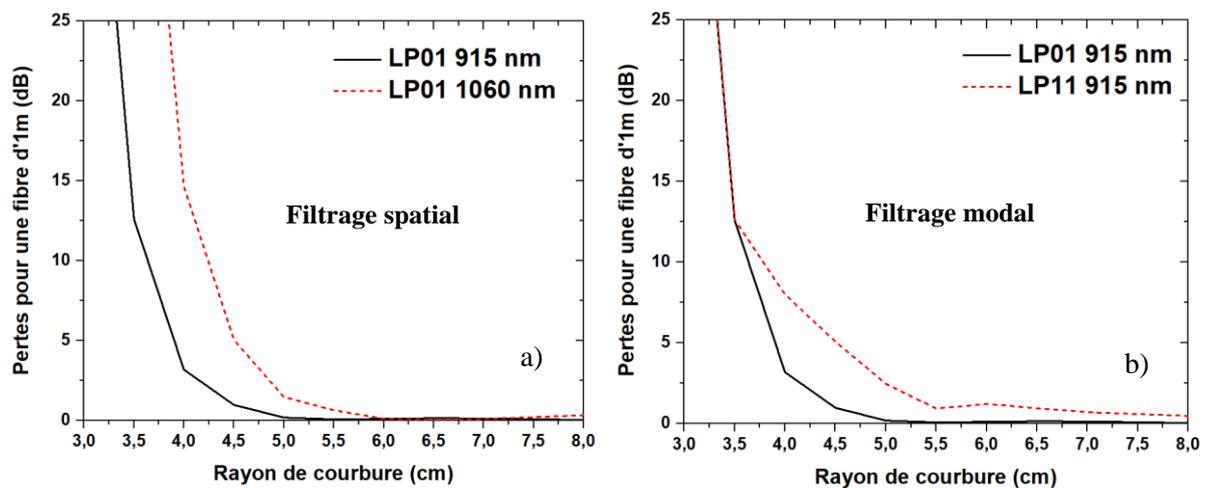


Figure II-6. Simulation des pertes par courbure sur la fibre n° 14. a) Pertes pour le mode LP_{01} à 915 nm et 1060 nm en fonction de la courbure. b) Pertes pour le mode LP_{01} et LP_{11} à 915 nm en fonction du rayon de courbure.

II.3.2 Montages expérimentaux pour l'évaluation de l'efficacité de conversion

Le protocole expérimental pour caractériser les performances des fibres se déroule en trois phases. Dans un premier temps, la mesure du rendement de conversion laser est systématiquement réalisée en régime continu en utilisant une cavité laser en espace libre. En raison de la simplicité du montage, il s'agit d'une méthode relativement fiable pour comparer l'efficacité des différentes fibres. Si l'efficacité de la fibre est validée au cours de cette première caractérisation, une seconde étape consiste à mesurer l'efficacité et la saturation du gain en régime d'amplification simple passage, en évaluant également l'ASE à 1060 nm. Enfin, une caractérisation – d'abord en cavité laser puis en amplificateur lorsque c'est nécessaire – de la qualité modale est réalisée à l'aide de la méthode du M^2 , ce qui permet de vérifier si le profil d'indice et par conséquent l'ouverture numérique de la fibre LMA permettent de maintenir une bonne qualité de faisceau. La qualité de faisceau en sortie des fibres LMA à faible ON peut être améliorée en courbant la fibre. Le rayon de courbure optimal est dans un premier

temps estimé par calcul numérique (BPM-Matlab). Il est ensuite légèrement ajusté au cours de l'expérience de manière à améliorer la qualité de faisceau et à réduire l'ASE à 1060 nm.

II.3.2.1. Méthode de mesure de l'efficacité en cavité laser

Les mesures d'efficacité de conversion laser en régime continu sont réalisées dans une configuration de cavité laser en espace libre suivant le schéma de principe de la Figure II-7. La cavité laser est formée de deux miroirs : le miroir 1 de forte réflectivité (proche de 100%) à 910 nm sert de miroir de « fond de cavité » tandis qu'à l'autre extrémité, le miroir 2 sert de coupleur de sortie semi-réfléchissant, correspondant en fait à une simple lame à face parallèle réfléchissant environ 8% sur une large bande spectrale. Le faisceau de pompe est délivré par une diode laser à semi-conducteur (LIMO) de 60 W à 808 nm couplée sur une fibre multimode de 100 μm de diamètre et d'ON = 0,22. La fibre LMA dopée Nd^{3+} est enroulée et ses deux extrémités sont maintenues dans des V-grooves fixés sur des platines de translation 3 axes. Les dimensions (diamètre de cœur et diamètre de gaine) des fibres dopées n'étant pas standards, les combineurs de pompe et de signal ne sont pas disponibles commercialement. L'injection de la pompe est donc réalisée en espace libre à l'aide de deux miroirs dichroïques DM_1 et DM_2 , qui réfléchissent 95% à 808 nm et transmettent plus de 95% sur la bande 870-1100 nm correspondant au signal laser. Le couple de lentilles L_3 ($f = 15 \text{ mm}$) / L_1 ($f = 8 \text{ mm}$) permet d'obtenir un diamètre de faisceau de pompe proche de 50 μm à l'injection dans la fibre dopée Nd^{3+} avec une ON de 0,44. Les miroirs dichroïques DM_3 et DM_4 inclinés à 45° dans la cavité laser servent à supprimer l'ASE à 1060 nm aux deux extrémités de la fibre active. DM_4 (qui est en réalité un filtre passe bande à 910 nm avec une bande passante de 50 nm) permet aussi d'évacuer le résidu de pompe à 808 nm transmis à travers la fibre. Les facettes des deux extrémités de la fibre dopée sont clivées avec un angle ($\sim 6\text{-}12^\circ$ en fonction de l'ON) afin d'éviter tout retour optique à 1060 nm dans le cœur de la fibre.

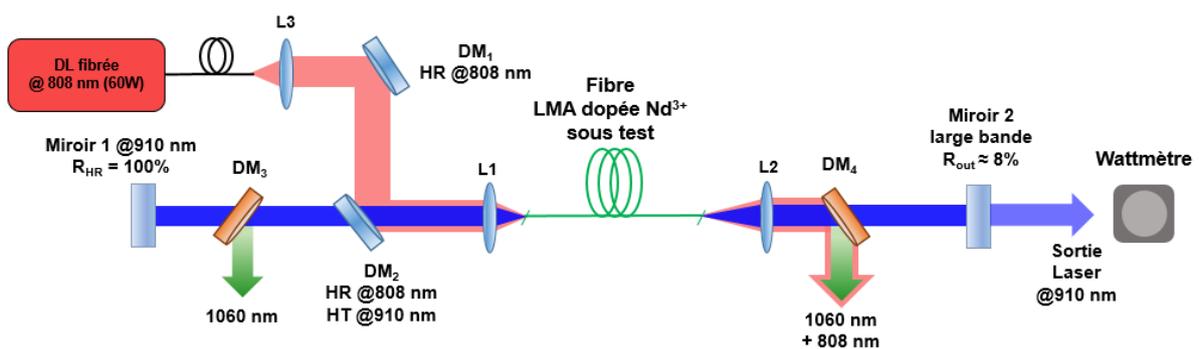


Figure II-7. Schéma de principe de la cavité laser en espace libre utilisée pour les mesures d'efficacité des différentes fibres. (DM : miroir dichroïque ; L : lentille ; HR : haute réflectivité ; HT : haute transmission)

Lors des mesures d'efficacité, la longueur de fibre est au départ relativement élevée, avec une absorption totale de la pompe > 90%. La fibre est ensuite progressivement raccourcie (méthode dite du « cut-back ») jusqu'à obtenir l'efficacité maximale. Dans le cas des fibres dopées néodyme, l'absorption de la pompe correspondant au meilleur rendement laser est souvent proche de 75-80%.

II.3.2.2. Méthode de caractérisation en amplificateur

Les mesures en amplification simple passage sont réalisées en injectant le signal d'une source laser émettant des impulsions d'une durée de ~ 350 ps à 915 nm avec une puissance moyenne allant jusqu'à 2 W pour une fréquence de répétition de 2 MHz (la source sera décrite en détail dans le chapitre 3, partie III.3). Le schéma de principe du montage en amplification est présenté sur la Figure II-8. Le signal est injecté en espace libre dans le cœur de la fibre LMA dopée Nd^{3+} à l'aide de deux lentilles (L1 et L2) choisies pour obtenir un diamètre de faisceau le plus proche possible du MFD calculé pour la fibre sous test.

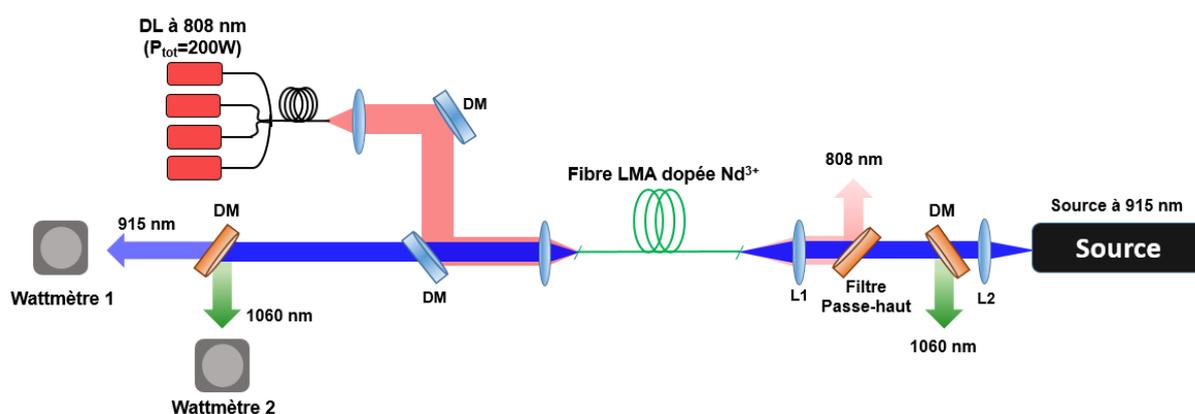


Figure II-8. Schéma du montage pour mesurer la saturation du gain et le rendement de conversion laser des fibres n°11 et 12 en amplificateur simple passage.

La fibre est pompée en espace libre à l'aide du même système de miroirs dichroïques que celui utilisé pour pomper la cavité laser continue. Un isolateur optique à effet Faraday en espace libre permet d'éviter tout retour optique vers la source et deux filtres successifs coupent la pompe résiduelle et l'ASE à 1060 nm. Un miroir dichroïque réfléchissant à 1060 nm permet d'extraire et de mesurer séparément le signal amplifié à 915 nm et l'ASE à 1060 nm en sortie de l'amplificateur. La puissance de pompe injectée est mesurée sur une fibre passive de géométrie identique à la fibre dopée. La puissance de pompe transmise à 808 nm est mesurée après réflexion. La puissance de signal est mesurée après la lentille L1 et on considère une injection idéale. La valeur réelle est difficile à mesurer étant donné que l'injection en espace libre dans une fibre de faible ON dépend fortement du réglage de l'injection.

Cette mesure en amplification simple passage sert à déterminer :

- Le rendement différentiel de l'amplificateur en faible signal ;
- La saturation du gain de l'amplificateur en fonction de la puissance du signal d'entrée (permettant de déterminer la puissance signal minimum requise à l'injection) ;
- La qualité de faisceau en amplificateur simple passage qui peut différer fortement par rapport à la mesure réalisée en oscillateur laser.

II.3.3 Fibres optiques avec rapport gaine/cœur de 4 pour puissance modérée (série 1)

II.3.3.1. Fibre PM 20/80 μm

La première étape est de vérifier que l'efficacité des nouvelles fibres PM est similaire aux versions précédentes non PM. Au vu de la faible ouverture numérique du cœur, l'insertion des barreaux de contraintes peut impacter le profil d'indice du cœur lors du fibrage et induire des pertes de propagation. La première fibre PM fabriquée (notée fibre n° 2 dans le tableau II.2) a un diamètre de cœur de 20 μm d'ON $\sim 0,066$ et une gaine de 80 μm d'ON $\sim 0,46$. La fibre a un paramètre $V = 4,5$ à 915 nm et l'absorption de pompe à 808 nm dans la gaine est de 2,4 dB/m. Cette fibre est comparée sur la Figure II-9 à la fibre n°1 (non PM mais avec la même géométrie) ainsi qu'à une fibre 20/60 μm non PM (absorption 1,3 dB/m) présentant la meilleure efficacité obtenue jusqu'ici parmi les fibres LMA dopées néodyme. La fibre 20/80 PM présente une efficacité de 44% contre 50% pour la fibre n°1 et 51% pour la fibre 20/60 μm . Cette diminution d'efficacité peut s'expliquer par le plus fort dopage de cette fibre ($\sim 1,5$ fois plus élevé comparé à la fibre 1) qui entraîne l'apparition d'agrégats d'ions néodyme. Le rapport gaine/cœur égal à 3 pour la fibre 20/60 μm favorise également l'émission sur la transition à 3 niveaux. Néanmoins, le facteur M^2 est mesuré autour de $M^2 \sim 1,8$ et ne répond donc pas au cahier des charges.

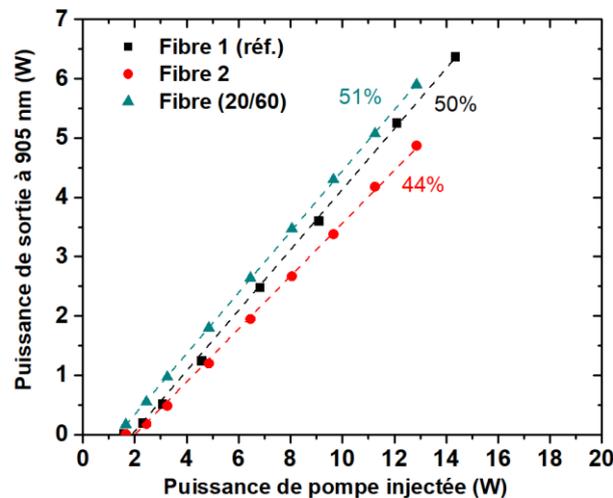


Figure II-9. Évaluation des rendements laser différentiels pour les fibres LMA 1, 2 et une fibre 20/60 μm .

II.3.3.2. Comparaison des géométries 15/60 μm , 17/70 μm , 20/80 μm

Une autre préforme a été réalisée par iXblue, avec un dopage plus élevé en néodyme. Cette préforme a été fibrée sur 3 diamètres de cœur différents. Cette nouvelle fabrication a pour objectif de vérifier si une diminution de la taille du cœur permettait d'améliorer la qualité modale en maintenant une bonne efficacité, ceci en gardant un rapport gaine/cœur de 4. Le dopage plus élevé permet également de réduire la longueur de fibre et d'augmenter le seuil d'apparition des effets non linéaires en régime impulsionnel ou mono-fréquence. Les 3 fibres PM fabriquées ont des dimensions cœur/gaine (n° fibre)

de 15/60 μm (n°3), 17/70 μm (n°4) et 20/80 μm (n°5) avec une absorption de pompe à 808 nm de 3,2dB/m, 2,9dB/m et 2,75dB/m respectivement. Il est à noter que les différences d'absorption obtenues après étirage sont liées à l'inhomogénéité longitudinale du dopage en terre rare dans la préforme lors du dépôt par SPCVD [12]. L'ON du cœur est identique pour les 3 fibres, soit $\sim 0,075$. Les évaluations des rendements différentiels en configuration laser pour ces 3 fibres sont présentées sur la Figure II-10.a).

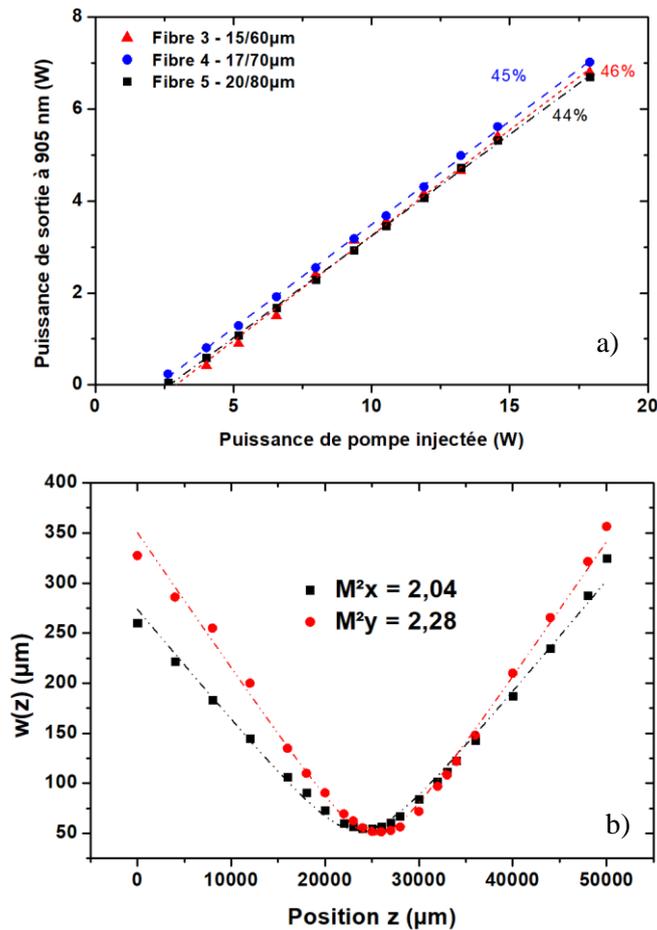


Figure II-10. a) Rendement différentiel pour les fibres LMA n°3, n°4 et n°5. b) Mesure de la qualité de faisceau avec le facteur M^2 sur la fibre n°3.

Les rendements différentiels obtenus pour les 3 fibres sont quasiment identiques, avec une efficacité autour de 45%, donc très proche de l'efficacité de la fibre n°2. Malgré un dopage plus élevé, ces résultats montrent que le rendement n'est pas impacté par un taux d'agrégats potentiellement plus élevé. Cependant, lors des manipulations, la fibre n°3 a montré une forte sensibilité aux micro-courbures (détaillée en dessous), ce qui rend son utilisation compliquée et provoque des instabilités modales sur le faisceau de sortie.

La caractérisation de la qualité spatiale du faisceau de sortie montre un facteur $M^2 > 2$ pour la fibre n°3 bien que la taille de cœur soit réduite (Figure II-10.b). Ceci est probablement dû à l'ON plus élevée que pour la fibre n°2 mais aussi à des perturbations du profil d'indice entraînant un couplage vers les modes d'ordres supérieurs (HOMs). La taille de gaine réduite provoque des pertes par déformation

pour de faibles contraintes mécaniques désignées par « micro-courbures ». On distingue les pertes par macro-courbures ($R_c > 2-3$ cm) qui peuvent être maîtrisées et même utiles (cf. détails dans la partie II.3.1), des pertes par micro-courbures qui sont difficiles à maîtriser et peuvent varier très vite (en raison de vibrations par exemple).

Les pertes (ou la sensibilité) par micro-courbures ont été étudiées dans le cadre de la pose de câbles de télécommunication. L'étude de R. Olshansky [31] permet d'estimer ces pertes en fonction de la géométrie de la fibre à l'aide de la relation suivante :

$$\gamma_{\mu c} = N \cdot h \cdot \frac{r_c^2}{R_e^6 \Delta_n^3} \cdot \left(\frac{E}{E_f}\right)^{3/2} \quad (2.5)$$

N est le nombre de « bosses », h la hauteur moyenne des bosses, r_c le rayon du cœur, R_e le rayon extérieur de la fibre, Δ_n la différence d'indice entre le cœur et la gaine. E et E_f sont les modules d'Young du revêtement et de la fibre respectivement. D'après la relation (2.5), les pertes augmentent pour un cœur de grand rayon et une gaine de faible diamètre. De plus, une faible différence d'indice (faible ON) entraîne également des pertes plus importantes. À diamètre externe égal, pour un cœur de 20 μm , la sensibilité aux micro-courbures est 4 fois plus élevée que pour un cœur de 10 μm . Pour des fibres légèrement multimodes, les micro-courbures entraînent également du couplage indésirable vers les HOMs.

À l'aide de l'outil de simulation BPM sous Matlab, les pertes par (macro-) courbures pour le mode LP_{11} sont estimées à seulement 0,5 dB/m pour un rayon de courbure de la fibre aussi faible que 2 cm. De telles pertes restent insuffisantes pour filtrer efficacement le mode LP_{11} . Un rayon de courbure plus faible n'est pas réellement envisageable. Il paraît donc difficile de filtrer par cette méthode les HOMs sur ces fibres.

Malgré un rendement différentiel relativement élevé pour les 3 fibres fabriquées, la réduction de la taille du cœur en conservant un rapport gaine/cœur de 4 implique une gaine trop réduite, peu compatible avec un pompage de forte puissance en utilisant un combineur. Elles présentent également une sensibilité élevée aux contraintes mécaniques (comme les micro-courbures). La faible qualité spatiale du faisceau suggère également de réduire l'ON. Ces deux observations nous amènent à la conclusion que des fibres LMA de faible diamètre de cœur avec un rapport gaine/cœur de 4 n'est pas la voie à poursuivre. Toutefois, la fibre n°5 a permis de développer l'oscillateur laser fonctionnant en régime déclenché présenté dans la partie III.1.

II.3.4 Rapport gaine/cœur de 5 et 6 pour amplificateur intermédiaire (série 2)

La seconde série de fibres a été réalisée à la fin de ce travail de thèse. Ces fibres, par ailleurs non-PM, n'ont donc pas été intégrées dans un système laser. Les fibres n°6 et n°7 ont été développées avec un rapport gaine/cœur de 5 et de 6 respectivement. L'objectif était d'obtenir une fibre avec un cœur

plus monomode et une taille de gaine suffisante pour assurer une bonne résistance mécanique et une compatibilité avec des composants sur fibre standard de 125 μm de diamètre (combineurs, isolateurs, filtres). Ces fibres étant des fibres de test, elles sont réalisées sans structure PM. Toutefois, la gaine est octogonale afin de reproduire un « brouillage » des modes de gaine, normalement obtenu par la présence des barreaux de contraintes présents dans la gaine des fibres PM. Afin de vérifier l'impact du rapport gaine/cœur sur l'efficacité à 905 nm, nous avons donc réalisé deux fibres :

- Fibre n°6 : rapport 5 : 25/125 μm (ON 0,05) et une absorption de la pompe de 1,1dB/m ;
- Fibre n°7 : rapport 6,25 : 20/125 μm (ON 0,067) et une absorption de la pompe de 1,1dB/m.

L'absorption de la pompe est maintenue constante en ajustant la concentration en néodyme, soit un facteur correctif de $\sim 1,5$ entre les deux préformes.

II.3.4.1. Test en régime laser continu

Les deux fibres ont d'abord été testées en cavité laser pour comparer leur efficacité différentielle à celle de la fibre n°5. La puissance de sortie à 905 nm ainsi que l'ASE à 1060 nm extraite du côté de l'injection de la pompe (la puissance d'ASE générée dans l'autre sens est généralement identique) en fonction de la puissance de pompe injectée est donnée sur la Figure II-11 pour la fibre n°6. La configuration de la cavité laser est identique à celle présentée sur la Figure II-7, excepté la source de pompe (anciennement de 60 W) qui a été remplacée par 4 diodes lasers de 50 W combinées à l'aide d'un combineur à fibre, offrant ainsi une puissance totale de 200 W à 808 nm.

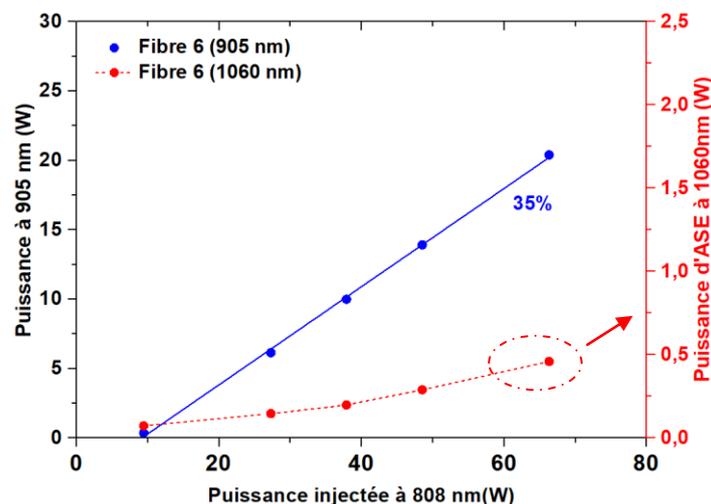


Figure II-11. Courbe d'efficacité de la fibre n°6 en régime laser continu avec un rayon de courbure de 5,5 cm.

L'efficacité de la fibre n°7 n'est pas représentée sur le graphique car nous n'avons pas réussi à obtenir d'oscillation laser autour de 905 nm. En effet, toute la puissance extraite de la fibre n°7 était contenue dans l'ASE à 1060 nm. Dans un premier temps, pour un rayon de courbure $> 7,5$ cm, il était également impossible d'obtenir une émission laser avec la fibre n°6. Après avoir réduit le rayon de courbure à $< 5,5$ cm pour faire fuir l'émission parasite à 1060 nm, la fibre n°6 a fonctionné en oscillateur laser avec

une longueur de fibre de 5,5 m. Elle montre alors un rendement de 35% par rapport à la pompe injectée (Figure II-11), contre 44% pour la fibre n°5 (Figure II-10.a). Un rendement de 35% est cependant suffisant pour le développement d'un amplificateur intermédiaire jusqu'à quelques watts de puissance moyenne.

II.3.4.2. Efficacité d'amplification

Des mesures en amplificateur simple passage ont ensuite été réalisées afin de vérifier si, malgré un gain non saturé plus important à 1060 nm, une forte puissance de signal injectée à 915 nm permet de maintenir une amplification avec un gain de quelques dB. Une mesure de rendement est d'abord faite en fixant la puissance incidente du signal estimée à 1,4 W (la puissance injectée est difficile à estimer en l'absence d'une fibre passive identique à la fibre dopée). La longueur de fibre est ensuite progressivement réduite jusqu'à voir une diminution du rendement de conversion. Les résultats présentés sur la Figure II-12 correspondent aux meilleurs rendements obtenus avec un rayon de courbure de 5,5 cm. La fibre n°6 présente un rendement de 26% en amplificateur simple passage pour une longueur de fibre de 5,5 m (correspondant à une absorption de pompe autour de 70%).

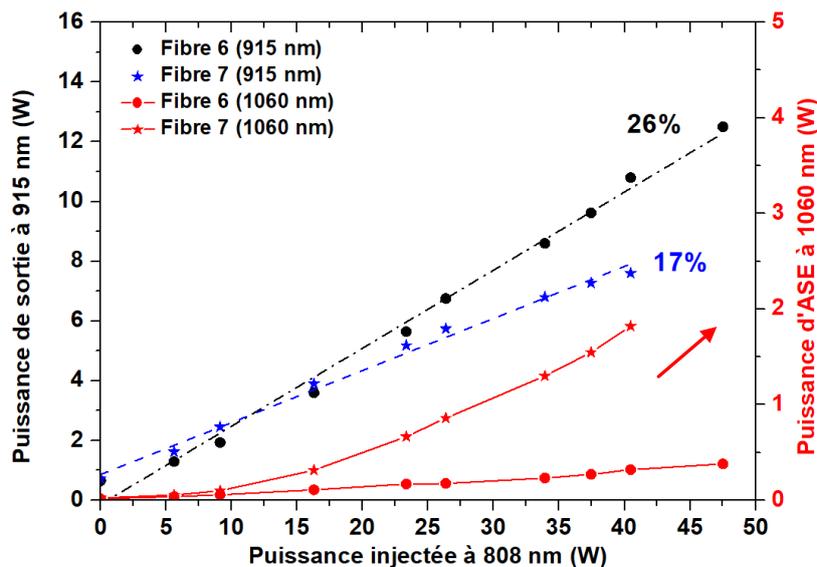


Figure II-12. Rendement différentiel des fibres n°6 et n°7 en amplificateur simple passage pour une puissance incidente du signal égale à 1,4W @915nm.

La puissance d'ASE (mesurée du côté de l'injection de pompe) à 1060 nm reste contenue (< 500 mW). Le gain maximal pour une puissance de pompe de 47 W s'approche de 10 dB. La fibre n°7 est raccourcie à une longueur de 4 m afin d'obtenir le meilleur rendement (correspondant à une absorption de pompe autour de 60%). L'efficacité mesurée est alors de 17%. L'émission parasite à 1060 nm est cependant très élevée et semble augmenter plus rapidement que l'émission à 915 nm en fonction de la puissance de pompe, ce qui constitue un sérieux problème pour l'utilisation pratique de cette fibre pour des étages intermédiaires.

II.3.4.3. Saturation du gain en simple passage

La mesure de saturation du gain est réalisée en faisant varier la puissance du signal injecté entre 0 et 2 W pour une puissance de pompe à 808 nm constante de 23 W. Les résultats obtenus pour les fibres n°6 et n°7 sont donnés sur la Figure II-13. Les longueurs des fibres utilisées sont celles ayant donné les meilleurs résultats lors de la mesure de rendement d'amplification en simple passage (fibre n°6 : L=5,5 m ; fibre n°7 : L = 4 m).

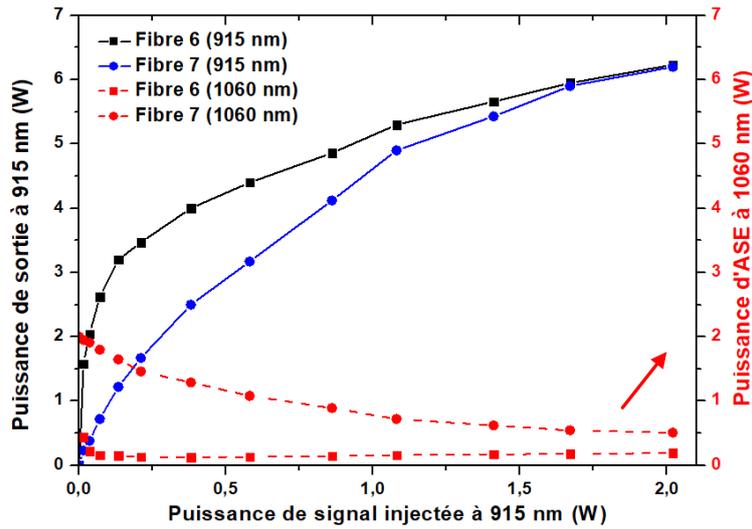


Figure II-13. Évolution de la puissance du signal de sortie à 915 nm (ligne) et de la puissance d'ASE (pointillé) à 1060 nm en fonction de la puissance du signal injecté pour une puissance de pompe de 23 W.

Les résultats montrent, comme attendu, que la fibre n°6 commence à saturer pour une puissance incidente beaucoup plus faible (< 250 mW) avec une puissance amplifiée atteignant déjà 3,5 W en sortie. La puissance d'ASE à 1060 nm chute très rapidement pour une dizaine de mW de signal injecté. La fibre n°7 nécessite une puissance de plusieurs centaines de mW pour obtenir la même puissance de sortie à 915 nm. La puissance d'ASE à 1060 nm reste également très élevée pour une puissance signal injectée <1 W.

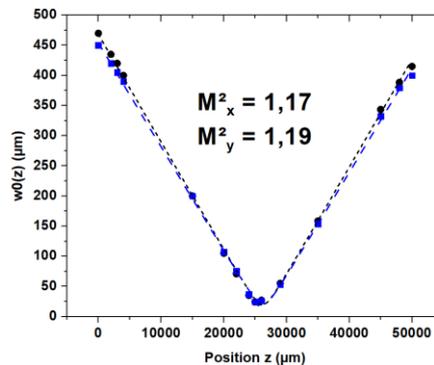


Figure II-14. Mesure du facteur M^2 de la fibre n°6 pour une puissance de sortie de 4W.

La mesure du facteur M^2 pour la fibre n° 6 (Figure II-14) indique une bonne qualité de faisceau, avec un facteur $M^2 \sim 1,18$. La taille de cœur de 25 μm accompagnée d'une diminution significative de l'ON a donc permis une nette amélioration de la qualité de faisceau ($M^2 \sim 2,16$ sur la fibre n°5). D'un point de vue pratique, la fibre n°6 est plus facile à manipuler et semble également plus robuste.

En conclusion, la fibre n°6 semble être un bon compromis entre efficacité et qualité de faisceau. Ces fibres visent à réaliser à terme l'amplificateur intermédiaire précédant l'amplificateur de puissance. L'objectif est de générer une puissance moyenne supérieure à 30 W en sortie. En supposant un gain de 10 dB dans l'amplificateur de puissance, l'amplificateur intermédiaire doit générer une puissance supérieure à 3 W. La mesure de saturation de la fibre n° 6 montre qu'une puissance signal à l'entrée de 250 mW – accessible avec les fibres en W – permet d'extraire une puissance supérieure à 3 W. Toutefois, la fibre n°6 avec un cœur de 25 μm d'ON 0,05 supporte théoriquement 4 modes guidés. Une version passive (indispensable pour un étage d'amplification intermédiaire) entraînera très probablement des instabilités modales en absence de guidage par le gain.

La fibre n°7 présente un rendement faible et l'émission parasite d'ASE à 1060 nm est élevée ce qui impose une puissance signal supérieure à 750 mW en entrée pour obtenir une puissance supérieure à 3 W en sortie. Une puissance moyenne de 750 mW risque d'entraîner des effets non linéaires importants dans une fibre en W, ce qui n'est pas envisageable. Le second inconvénient de la fibre n° 7 est la forte émission d'ASE à 1060 nm qu'il faut alors filtrer avant d'injecter l'étage de puissance. Dans l'optique d'un montage fibré, cela oblige à réaliser un composant sur mesure assez coûteux.

Le rendement relativement faible et l'émission importante d'ASE à 1060 nm de la fibre n°7 et le comportement encore trop multimode de la fibre n°6 ne permettent pas de maintenir une gaine de 125 μm et nous contraignent à réduire la taille de la gaine. Deux fibres supplémentaires ont été réalisées à la suite de ces mesures. La fibre n°8, avec un rapport gaine/cœur de 5 et un diamètre de cœur de 20 μm (diamètre de gaine de 100 μm) d'ON 0,058, vise à optimiser la fibre n°6 avant de réaliser une version PM. Le diamètre du cœur de la fibre est réduit afin d'avoir un comportement plus monomode (fréquence normalisée $V = 4$). L'absorption est plus élevée (1,7 dB/m) pour réduire la longueur de la fibre. La fibre n°9 est fabriquée avec un rapport gaine/cœur de 6,6 avec un diamètre de cœur de 14,4 μm et une ON=0,062 qui donne une fréquence normalisée $V = 3,1$ très proche d'une fibre monomode. Cette amélioration de la qualité spatiale devra à priori s'effectuer au détriment de l'efficacité de conversion laser. L'absorption est également de 1,7 dB/m.

Les premiers résultats sur les fibres n°8 et n°9, réalisés en toute fin de thèse par Raphaël Florentin, sont prometteurs. La fibre n° 8 donne un rendement différentiel de 38% en cavité laser. En amplificateur, une puissance > 3 W à 915 nm est extraite pour une puissance de signal injectée ~ 100 mW (gain = 15 dB à 23 W de puissance de pompe) et un facteur M^2 de 1,13 sur les deux axes. La fibre n° 9 n'a pas permis d'obtenir une émission laser en cavité, comme attendu des résultats précédents.

Cependant, lors des tests en amplificateur, pour une puissance de pompage de 23 W et une puissance de signal injectée de 100 mW, la puissance extraite à 915 nm est de 1,5 W soit un gain de ~12 dB. Le niveau d'ASE à 1060 nm est toutefois un peu élevé (600 mW). La mesure de $M^2 \sim 1,11$ indique une bonne qualité de faisceau.

II.3.5 Fibre 30/125 μm pour très forte puissance (série 3)

Une série de 4 fibres non PM avec une gaine interne de 125 μm ($ON > 0,46$) et un diamètre de cœur de 30 μm et une ON réduite à 0,05 ont été produites afin de satisfaire aux exigences d'une montée en puissance. Chronologiquement, cette série 3 a été réalisée après la série 1. L'objectif était de produire une fibre correspondant au cahier des charges afin de pouvoir générer une puissance crête $> 15 \text{ kW}$ avec une puissance moyenne $> 20 \text{ W}$. Les fibres précédentes avec un diamètre de gaine de 80 μm ne permettaient pas d'atteindre un pompage suffisant pour répondre au cahier des charges. Une composition du cœur en alumino-phospho-silicate ($\text{SiO}_2\text{-Al}_2\text{O}_3\text{-P}_2\text{O}_5\text{-Nd}_2\text{O}_3$) a été utilisée pour la fabrication des préformes afin de réduire l'ON grâce à la formation de structures AlPO_4 (cf. II.2.3). Les concentrations en néodyme, aluminium et phosphore sont variées afin d'identifier la composition de cœur la plus adaptée. Une fibre a également été fabriquée par MCVD avec un dopage en solution (ASD – voir II.2.1) de manière à comparer les deux techniques de fabrication. Le Tableau II-3 récapitule pour chaque fibre la méthode de fabrication, les concentrations en dopants, l'ouverture numérique et l'absorption de la pompe à 808 nm. Le diamètre de mode LP_{01} est estimé à environ 26 μm pour une ON de 0,05 (ce qui représente une aire effective de 530 μm^2 soit un facteur > 2 par rapport à une fibre de 20 μm de diamètre de cœur avec une ON de 0,075).

N° Fibre	Méthode	Al (%at)	P (%at)	Nd (%at)	NA	Absorption 808nm (dB/m)
10	SPCVD	0,40	0,74	0,010	0,050	1,04
11	SPCVD	0,48	0,64	0,028	0,05	2,08
12	ASD/MCVD	0,9	1,11	0,011	0,053	1,08
13	SPCVD	NA	NA	NA	0,047	1,4
14	SPCVD	0,43	0,66	0,010	0,045	0,96

Tableau II-3. Méthode de fabrication, concentration moyenne de chaque dopant, ouverture numérique et absorption de pompe à 808 nm pour chacune des fibres de la série 3 de géométrie 30/125.

Les fibres n'étant pas à maintien de polarisation, les gaines ont été réalisées en forme octogonale pour introduire un « brouillage » des modes de gaine. Pour les mesures différentielles en fonctionnement laser, la longueur est ajustée pour obtenir une absorption de 75-80% sur la pompe injectée dans la gaine et les fibres sont enroulées sur un rayon de 12,5 cm. La Figure II-15 présente l'efficacité laser des 4

fibres fabriquées en fonction de la puissance de pompe injectée à 808 nm. La fibre n°11 montre un rendement différentiel de 28%, nettement plus faible que les fibres n°10, 12 et 13 qui présentent respectivement un rendement différentiel de 38%, 42% et 40%. Nous pensons que l'efficacité plus faible de la fibre n°11 provient du dopage plus important ($\times 2$) et donc d'une formation d'agrégats d'ions néodyme plus élevée que pour les 3 autres fibres. Comme nous l'avons vu dans le chapitre I, la formation d'agrégats induit une absorption non saturable à la longueur d'onde de pompe et à la longueur d'onde signal autour de 905 nm. La transition parasite à 1060 nm n'étant par contre affectée que par la réduction de l'inversion de population, l'effet des agrégats est donc moindre sur cette transition.

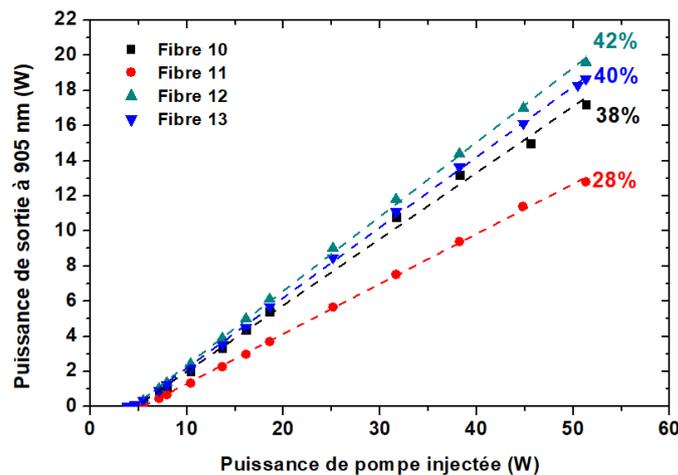


Figure II-15. Mesure du rendement laser différentiel des fibres n°10, 11, 12 et 13 en fonction de la puissance de pompe injectée.

Les résultats pour les 4 fibres sont résumés dans le tableau II.4:

N° Fibre	Efficacité à 905 nm (%)	Efficacité à 1060 nm (%)	Longueur de fibre (m)	M ²
10	38%	40%	7,0	1,25
11	28%	38%	3,3	1,15
12	42%	43%	7,0	1,76
13	40%	43%	5	1,6

Tableau II-4. Efficacité différentielle autour de 910 nm, efficacité différentielle à 1060 nm, longueur de fibre et facteur M² pour les fibres n°10, 11, 12 et 13.

La mesure d'efficacité différentielle à 1060 nm a été réalisée en remplaçant les miroirs réfléchissant à 905 nm par des miroirs réfléchissant à 1060 nm et en supprimant les deux miroirs dichroïques (DM₃ et DM₄). Cette mesure sur l'efficacité de la transition à 4 niveaux donne une indication sur la présence d'agrégats et permet également de confirmer les performances obtenues sur la transition à 3 niveaux. Un rendement à 905 nm proche de celui obtenu à 1060 nm démontre en effet un faible taux d'agrégats

d'ions. Une mesure de la qualité du faisceau en sortie a également été faite au maximum de puissance. Le facteur M^2 obtenu est indiqué dans la dernière colonne du tableau II.4. La fibre n°12 produite par ASD/MCVD présente le meilleur rendement. Cependant, la qualité de faisceau obtenu pour cette fibre est plus faible. Nous pensons que cette dégradation de la qualité de faisceau est liée à la méthode de fabrication et à un profil d'indice moins homogène (voir annexe A. D'après les résultats synthétisés dans le Tableau II-4, le meilleur compromis entre efficacité différentielle et qualité modale est obtenu par SPCVD pour la fibre n°10 avec un dopage relativement faible en néodyme et un rapport Al : P (%at) de 1 : 2.

Nous avons donc choisi de réaliser par méthode SPCVD une nouvelle préforme en version PM avec une composition proche de celle utilisée pour la fibre n°10. La fibre produite à partir de cette nouvelle préforme est la fibre n°14 dans le tableau II-2 et présente une absorption linéique à 808 nm de 0,96 dB/m et un cœur d'ON $\sim 0,045$. La courbe de rendement différentiel est présentée sur la Figure II-16 ainsi que les profils d'indice 2D et 1D de la fibre LMA. Sur le profil d'indice 2D, on distingue nettement les deux barreaux de contrainte insérés mécaniquement entre la fabrication de la préforme par SPCVD et l'étirage. Le profil d'indice 1D permet de vérifier plus précisément l'homogénéité du cœur malgré l'insertion des 2 barreaux de contraintes.

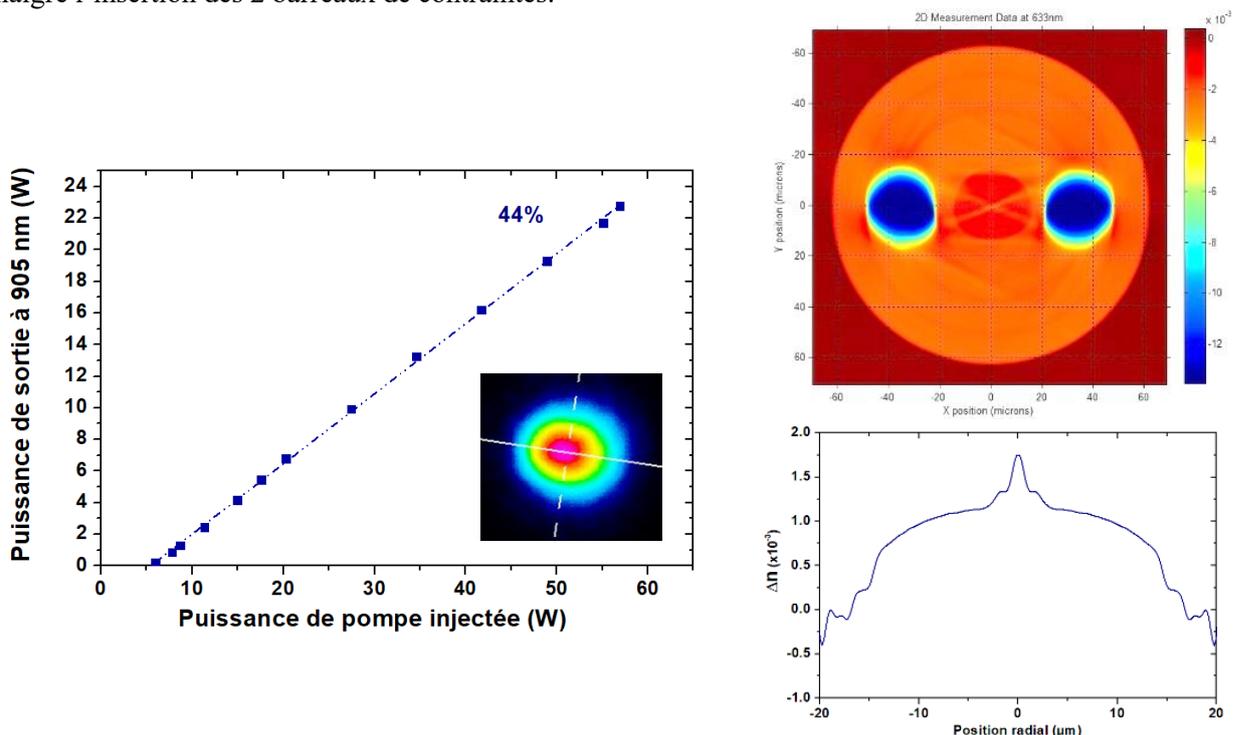


Figure II-16. Courbe de rendement laser (insert : image du profil de faisceau observé à une puissance de sortie de 17W), profil d'indice 2D et profil d'indice 1D de la fibre n°14 de géométrie 30/125 μm et à maintien de polarisation.

Le rendement différentiel en configuration laser pour une longueur de 10 m est supérieur à celui obtenu avec la fibre n°10. Il correspond à un rendement de 44% en fonction de la puissance de pompe injectée et de 54% en fonction de la puissance de pompe absorbée par la fibre. Le rendement quantique - défini comme le rapport entre les photons absorbés et les photons émis participant à l'émission laser -

dans les fibres en silice dopées néodymes est compris entre 70 et 80% en fonction de la concentration en néodyme et du taux d'agrégat d'ions [32]. Le rendement différentiel maximal théorique est défini comme le produit du rendement quantique par le défaut quantique. Le défaut quantique est de 89% pour le néodyme dans le cas d'un pompage à 808 nm et d'une émission à 905 nm. Ce qui donne donc un rendement maximal théorique entre 62 et 71%. Ce rendement maximal ne prend pas en compte les pertes additionnelles de la fibre et d'autres composants ainsi que l'émission spontanée à 1060 nm. Un rendement de 54% est donc probablement proche du rendement maximal accessible.

La qualité de faisceau est mesurée en sortie de la cavité indiquant un facteur $M^2 \sim 1,5$. La fibre 30/125 μm PM fabriquée est donc conforme au cahier des charges de l'étage de puissance. Dans la perspective d'amplificateurs en cascade, cette fibre n° 14 est bien adaptée pour le dernier étage de forte puissance.

Les sources basées sur des amplificateurs à fibres multi-étages sont typiquement réalisées avec une taille de cœur évoluant avec la puissance afin de rester sous le seuil d'apparition des effets non linéaires tout en assurant autant que possible un fonctionnement monomode transverse. Nous verrons dans le chapitre suivant les problèmes rencontrés sur un étage intermédiaire réalisé avec une fibre possédant un cœur de 30 μm . Dans notre cas, il est nécessaire d'assurer un rapport cœur/gaine autour de 4 afin d'obtenir un gain suffisant à 910 nm. Ceci se traduit par une taille de gaine faible limitant l'injection de la pompe et une faible résistance aux contraintes mécaniques, ce qui ne permet pas d'assurer à la fois une bonne efficacité et un fonctionnement monomode LP_{01} . Il est alors nécessaire de faire des concessions sur le rendement afin d'obtenir des fibres intermédiaires avec un cœur plus monomode et une meilleure résistance aux micro-courbures en augmentant le rapport gaine/cœur. Ce sont ces critères qui nous ont amenés au choix de géométrie et à la fabrication des fibres n° 6 à 9, qui sont chronologiquement les dernières fibres réalisées.

II.3.6 Avancées sur l'émission forte puissance en cavité laser continu

Pour démontrer le potentiel des fibres LMA dopées Nd^{3+} pour générer de fortes puissances autour de 910 nm, la nouvelle source de pompe à 808 nm de 200 W déjà utilisée lors des mesures de gain a été mise en place pour refaire des tests laser complémentaires en régime continu. La fibre 30/125 μm à maintien de polarisation (fibre n°14) présente un bon rendement et une taille de cœur importante adaptée à la forte puissance. Une mesure au maximum de puissance a donc été réalisée avec cette fibre n°14 suivant le schéma de la Figure II-7 mais en remplaçant la diode de pompage de 60W initialement utilisée par la combinaison des 4 diodes de 50W associées à l'aide d'un combineur (soit 200W au total). La fibre est enroulée en spirale sur un rayon de courbure entre 4,5 et 5,5 cm sans recouvrement et plaquée sur un support métallique afin d'évacuer la chaleur par convection le plus efficacement possible sans recourir à une pâte thermique. Le support de l'extrémité de la fibre, du côté de l'injection de la pompe, est refroidi par eau afin de limiter l'échauffement sur les premiers centimètres liés à la fuite importante du faisceau de pompe. Une puissance totale de 192 W est injectée dans la gaine de 125 μm , soit une

efficacité de couplage $> 96\%$ (prenant en compte la réflexion de Fresnel sur la facette de la fibre). Les facettes des fibres sont clivées avec un angle de $\sim 10^\circ$ afin d'assurer qu'il n'y ait pas de réflexions parasites aux extrémités qui soient guidées dans le cœur de la fibre. Bien que la fibre soit à maintien de polarisation, aucun élément sélectif en polarisation (polariseur à couches minces ou Glan-Taylor) n'est inséré dans la cavité en raison de la forte puissance intracavité qui risquerait d'endommager le composant. L'évolution de la puissance autour de 905 nm en fonction de la puissance de pompe injectée est représentée sur la Figure II-17. Le rendement différentiel total est de 44%, avec une puissance de sortie égale à 83 W à 905 nm au maximum de pompe. La puissance d'ASE parasite, mesurée d'un côté de la cavité, reste relativement faible ($< 2,5\%$ de la puissance totale). Au maximum de puissance, en l'absence de refroidissement actif sur l'ensemble de la fibre, la fibre a brûlé plusieurs fois. Il a été nécessaire de répéter plusieurs fois la mesure afin de réaliser une mesure complète. Ceci pourrait être nettement amélioré en utilisant des composants fibrés (combineur, FBG). Cependant, la courbe reste linéaire sur toute la plage de puissance de pompe, indiquant qu'aucun effet de saturation n'est atteint et que les effets thermiques restent limités (mis à part la section de fibre à l'injection de la pompe).

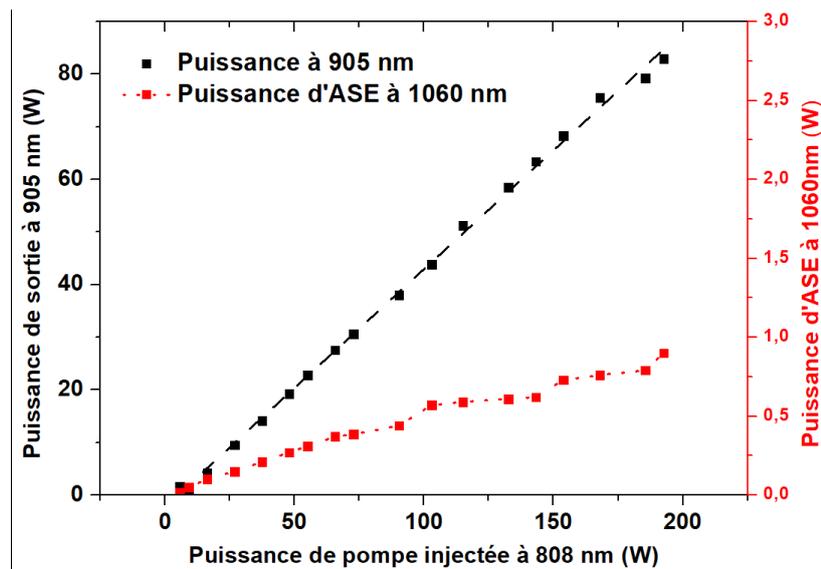


Figure II-17. Puissance à 905 nm en sortie de la cavité laser en régime continu avec la fibre n°10 et ASE à 1060 nm en fonction de la puissance de pompe injectée.

Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous avons montré à l'aide d'un modèle analytique simple l'intérêt des fibres LMA avec un faible rapport gaine/cœur permettant d'optimiser le gain de la transition à 3 niveaux d'énergie du néodyme. Cette géométrie est indispensable pour obtenir un gain suffisant autour de 910 nm afin de développer des sources lasers impulsionnelles à cette longueur d'onde.

Une seconde partie fait un descriptif synthétique des méthodes de fabrications des fibres optiques dopées aux terres-rares et en particulier les processus utilisés par l'entreprise iXblue pour produire les fibres LMA dopées Nd^{3+} fabriquées et utilisées dans le cadre de cette thèse. Bien que la fabrication des fibres optiques ne soit pas le sujet de ce travail, il est important de voir les limites imposées par les procédés de fabrication, en particulier sur l'ON du cœur de la fibre et sur le dopage. Le but est également d'insister sur les difficultés de réalisation des fibres à maintien de polarisation indispensables pour notre application de doublage de fréquence. Le tableau II.2 résume les principales fibres LMA dopées Nd^{3+} fabriquées par l'entreprise iXblue pour ce travail de thèse.

La dernière partie est dédiée à la caractérisation optique des fibres produites durant la thèse. Ces fibres sont étudiées en cavité laser en espace libre et en amplificateur simple passage. Les premières fibres PM LMA dopées Nd^{3+} ont montré un fort potentiel avec un rendement différentiel de 45% pour une fibre 20/80 μm à maintien de polarisation. Cependant, ces fibres présentent deux inconvénients : la gaine réduite limite la puissance de pompe injectée dans la fibre et l'ON de 0,08 associé à un cœur de 20 μm ne permet pas d'obtenir une bonne qualité de faisceau en sortie ($M^2 \sim 2,16$). Ces problèmes sont résolus grâce à la fabrication d'une fibre 30/130 μm PM avec une ON de 0,045. Cette fibre a notamment permis de démontrer un record de puissance pour un laser à fibre dopée Nd^{3+} à 910 nm, avec une puissance de 83 W en sortie et un rendement différentiel de 44%. La caractérisation des fibres a également mis en avant le besoin de développer des fibres intermédiaires pour réaliser une cascade d'amplificateurs. Pour répondre à ce besoin, des fibres avec un rapport gaine/cœur supérieur à 4 ont été fabriquées. L'objectif est de réaliser une fibre quasi-monomode permettant d'amplifier un signal à 915 nm dont la puissance initiale est < 300 mW jusqu'à une puissance moyenne de sortie > 3 W, en limitant les effets non-linéaires. Finalement, un bon compromis permet d'obtenir un rendement laser de 35% à 905 nm avec une fibre 25/125 μm (rapport gaine/cœur égal à 5) présentant une bonne qualité de faisceau. Les résultats obtenus sur les fibres n° 6 et n° 7 ont démontré qu'une faible ouverture numérique permettait de favoriser les pertes par courbure à 1060 nm par rapport à celles à 915 nm. En tirant parti de cette propriété, nous espérons pouvoir optimiser davantage le gain de la transition à 3 niveaux, ce qui pourrait ouvrir de nouvelles possibilités de géométrie plus flexibles.

Bibliographie du chapitre II

- [1] M. Laroche, B. Cadier, H. Gilles, S. Girard, L. Lablonde, et T. Robin, « 20 W continuous-wave cladding-pumped Nd-doped fiber laser at 910 nm », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 16, p. 3065, août 2013, doi: 10.1364/OL.38.003065.
- [2] B. Leconte « Développement de sources laser à fibre dopée Nd³⁺ pour une émission autour de 900 nm et 450 nm », Université Caen Normandie, 2016.
- [3] Paschotta, Rüdiger, « RP-Photonics ». RP-Photonics.com
- [4] K. Peng *et al.*, « Single-mode large-mode-area laser fiber with ultralow numerical aperture and high beam quality », *Appl. Opt.*, vol. 55, n° 35, p. 10133, déc. 2016, doi: 10.1364/AO.55.010133.
- [5] J. R. Marciante, « Gain Filtering for Single-Spatial-Mode Operation of Large-Mode-Area Fiber Amplifiers », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, n° 1, p. 30-36, janv. 2009, doi: 10.1109/JSTQE.2008.2010272.
- [6] A. E. Siegman, « Propagating modes in gain-guided optical fibers », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 20, n° 8, p. 1617, août 2003, doi: 10.1364/JOSAA.20.001617.
- [7] J. B. MacChesney, P. B. O'Connor, et H. M. Presby, « A new technique for the preparation of low-loss and graded-index optical fibers », *Proc. IEEE*, vol. 62, n° 9, p. 1280-1281, 1974, doi: 10.1109/PROC.1974.9608.
- [8] U. Pedrazza, « Doped sol-gel materials for the production of optical fibers », Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2005. Consulté le: 1 mars 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://infoscience.epfl.ch/record/62767>
- [9] S. Liu, H. Li, Y. Tang, et L. Hu, « Fabrication and spectroscopic properties of Yb³⁺-doped silica glasses using the sol-gel method », *Chin Opt Lett*, vol. 10, n° 8, p. 081601, août 2012.
- [10] J. Ballato et E. Snitzer, « Fabrication of fibers with high rare-earth concentrations for Faraday isolator applications », *Appl. Opt.*, vol. 34, n° 30, p. 6848, oct. 1995, doi: 10.1364/AO.34.006848.
- [11] J.-L. Auguste *et al.*, « Modified Powder-in-Tube Technique Based on the Consolidation Processing of Powder Materials for Fabricating Specialty Optical Fibers », *Materials*, vol. 7, n° 8, p. 6045-6063, août 2014, doi: 10.3390/ma7086045.
- [12] A. Barnini, « Mise au point et caractérisation de nouvelles compositions de verres de silice dopée ytterbium par méthode plasma (SPCVD) pour application en tant que fibre laser », Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2017.
- [13] T. Li, *Optical fiber communications*. Orlando, Fla: Academic Press, 1985.
- [14] Y. Sun *et al.*, « Advanced multimode fiber for high-speed short-read interconnect », Hangzhou, China, nov. 2008, p. 71341L. doi: 10.1117/12.803721.
- [15] B. Lenardič et M. Kveder, « Advanced Vapor-Phase Doping Method Using Chelate Precursor for Fabrication of Rare Earth-Doped Fibers », in *Optical Fiber Communication Conference and National Fiber Optic Engineers Conference*, San Diego, California, 2009, p. OThK6. doi: 10.1364/OFC.2009.OThK6.
- [16] R. Sen et A. Dhar, « An Improved Method of Fabricating Rare Earth Doped Optical Fiber », in *Selected Topics on Optical Fiber Technology*, Moh. Yasin, Éd. InTech, 2012. doi: 10.5772/28734.
- [17] P. Geittner, D. Küppers, et H. Lydtin, « Low-loss optical fibers prepared by plasma-activated chemical vapor deposition (CVD) », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 28, n° 11, p. 645-646, juin 1976, doi: 10.1063/1.88608.
- [18] J. W. Fleming et V. R. Raju, « Low-loss single-mode fibres prepared by plasma-enhanced MCVD », *Electron. Lett.*, vol. 17, n° 23, p. 867, 1981, doi: 10.1049/el:19810605.

- [19] D. Pavy, M. Moisan, S. Saada, P. Chollet, P. Leprince, et J. Marec, « Fabrication of optical fiber preforms by a new surface-plasma CVD process », présenté à ECOC, Palacio de Congresos/Barcelona, Spain, 1986.
- [20] K. Arai, H. Namikawa, K. Kumata, T. Honda, Y. Ishii, et T. Handa, « Aluminum or phosphorus co-doping effects on the fluorescence and structural properties of neodymium-doped silica glass », *J. Appl. Phys.*, vol. 59, n° 10, p. 3430-3436, mai 1986, doi: 10.1063/1.336810.
- [21] S. Sen, « Atomic environment of high-field strength Nd and Al cations as dopants and major components in silicate glasses: a Nd LIII-edge and Al K-edge X-ray absorption spectroscopic study », *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 261, n° 1-3, p. 226-236, janv. 2000, doi: 10.1016/S0022-3093(99)00564-5.
- [22] S. Sen et J. F. Stebbins, « Structural role of Nd³⁺ and Al³⁺ cations in SiO₂ glass: a ²⁹Si MAS-NMR spin-lattice relaxation, ²⁷Al NMR and EPR study », *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 188, n° 1-2, p. 54-62, juill. 1995, doi: 10.1016/0022-3093(95)00099-2.
- [23] J. Ding, Y. Chen, W. Chen, L. Hu, et G. Boulon, « Effect of P₂O₅ addition on the structural and spectroscopic properties of sodium aluminosilicate glass », *Chin Opt Lett*, vol. 10, n° 7, p. 071602–071602, juill. 2012.
- [24] S. Sen, R. Rakhmatullin, R. Gubaidullin, et A. Pöppl, « Direct spectroscopic observation of the atomic-scale mechanisms of clustering and homogenization of rare-earth dopant ions in vitreous silica », *Phys. Rev. B*, vol. 74, n° 10, p. 100201, sept. 2006, doi: 10.1103/PhysRevB.74.100201.
- [25] D. J. DiGiovanni, J. B. MacChesney, et T. Y. Kometani, « Structure and properties of silica containing aluminum and phosphorus near the AlPO₄ join », *J. Non-Cryst. Solids*, vol. 113, n° 1, p. 58-64, nov. 1989, doi: 10.1016/0022-3093(89)90318-9.
- [26] G. G. Vienne *et al.*, « Role of Aluminum in Ytterbium–Erbium Codoped Phosphoaluminosilicate Optical Fibers », *Opt. Fiber Technol.*, vol. 2, n° 4, p. 387-393, oct. 1996, doi: 10.1006/ofte.1996.0044.
- [27] M. M. Bubnov *et al.*, « Fabrication and optical properties of fibers with an Al₂O₃-P₂O₅-SiO₂ glass core », *Inorg. Mater.*, vol. 45, n° 4, p. 444-449, avr. 2009, doi: 10.1134/S0020168509040220.
- [28] A. Mendez et T. F. Morse, *Specialty optical fibers handbook*. Amsterdam [u.a.: Elsevier/Academic Press, 2007. Consulté le: 22 février 2022. [En ligne]. Disponible sur: <http://site.ebrary.com/lib/alltitles/docDetail.action?docID=10172751>
- [29] R. T. Schermer et J. H. Cole, « Improved Bend Loss Formula Verified for Optical Fiber by Simulation and Experiment », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 43, n° 10, p. 899-909, oct. 2007, doi: 10.1109/JQE.2007.903364.
- [30] M. Veettikazhy *et al.*, « BPM-Matlab: an open-source optical propagation simulation tool in MATLAB », *Opt. Express*, vol. 29, n° 8, p. 11819, avr. 2021, doi: 10.1364/OE.420493.
- [31] R. Olshansky, « Distortion Losses in Cabled Optical Fibers », *Appl. Opt.*, vol. 14, n° 1, p. 20, janv. 1975, doi: 10.1364/AO.14.000020.
- [32] C. Bartolacci, « Nouvelles sources laser bleues à base de fibres dopées Néodyme », Université Caen Basse Normandie, 2010.²

III. Développement de sources lasers nanosecondes et sub-nanosecondes de forte puissance autour de 910 nm

Le chapitre II a permis de présenter l'intérêt des fibres LMA dopée Nd^{3+} pour le développement de sources lasers impulsionnelles de forte puissance émettant autour de 900 nm.

Dans ce chapitre III, nous allons présenter les différentes configurations étudiées dans le cadre du développement de sources lasers autour de 900 nm basées sur ces fibres LMA Nd^{3+} fonctionnant en régime impulsionnel nanosecondes et sub-nanosecondes. Les performances de ces sources seront comparées dans la perspective d'une conversion de fréquence efficace en simple passage dans un cristal non linéaire adapté. Cette comparaison prendra également en compte une intégration potentielle de ces sources lasers dans des systèmes industriels. Pour rappel, ces sources doivent répondre à plusieurs critères en termes de caractéristiques optiques :

- Une puissance crête supérieure à 10 kW ;
- Une largeur spectrale inférieure à 2 nm qui correspond à l'ordre de grandeur de l'acceptance spectrale des cristaux non linéaires utilisés pour la conversion de fréquence ;
- Une bonne qualité de faisceau ($M^2 < 1,5$) ;
- Une polarisation rectiligne pour assurer l'accord de phase par biréfringence lors de la conversion de fréquence.

III.1 Stratégies pour une émission laser impulsionnelle autour de 900 nm

Il existe plusieurs méthodes pour faire fonctionner une source laser en régime nanosecondes ou sub-nanosecondes. Suivant la technique utilisée, les performances obtenues (durée d'impulsion, largeur spectrale, stabilité...) sont très différentes. Les 4 principales techniques qui sont actuellement les plus développées sont :

- Les diodes lasers à semi-conducteur déclenchées par le gain basé sur un courant électrique de commande impulsionnel. La durée des impulsions lumineuses les plus courtes obtenues est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de ps. Cette méthode présente l'avantage d'une grande flexibilité sur la plage de fréquence de répétition (ajustable du kHz jusqu'au GHz). Ce sont des systèmes extrêmement compacts mais la cohérence temporelle des impulsions lumineuses obtenues est limitée et la puissance moyenne est faible (de l'ordre du mW) ;
- Les lasers à solide et les lasers à fibres dopées aux ions de terres rares en fonctionnement déclenché par les pertes (régime dit *Q-switch*) qui produisent des impulsions très énergétiques d'une durée typique de quelques ns à quelques μs . La puissance crête en sortie d'oscillateur peut être très élevée ($P_{\text{crête}} > 1 \text{ kW}$). Cependant, la fréquence de répétition est limitée à quelques centaines de kHz et il est relativement difficile de contrôler la durée des impulsions ;
- Les sources lasers fonctionnant en régime continu mono-fréquence suivies par un modulateur externe (par exemple un modulateur électro-optique ou un modulateur optique à semi-conducteur). Les durées d'impulsions peuvent varier entre quelques dizaines de ps jusqu'à

plusieurs dizaines de ns mais la puissance moyenne est limitée et l'intégration relativement complexe et coûteuse. Le taux de répétition et la durée des impulsions sont par contre très facilement ajustables et les impulsions peuvent être parfaitement synchronisées sur un signal externe. Les impulsions ainsi obtenues sont en limite de Fourier ;

- Les oscillateurs laser à verrouillage de modes longitudinaux (communément appelé régime *mode-locked*) qui ont typiquement des durées d'impulsions comprises entre la ps jusqu'à une centaine de ps sans compensation de dispersion. Ils présentent une bonne stabilité temporelle et spectrale mais ils nécessitent souvent de la maintenance et la fréquence de répétition est directement fixée par la longueur de la cavité. D'autre part, les impulsions obtenues ne sont à priori pas synchronisées sur un signal externe si le blocage de modes est passif.

Le Tableau III-1 résume les différentes caractéristiques pour ces 4 méthodes. Dans le cadre de ce travail, nous souhaitons développer une source impulsionnelle adaptée à la conversion de fréquence. Cette source doit donc posséder une faible largeur spectrale (< 2 nm), une puissance crête élevée (> 10 kW) mais en gardant un coût le plus raisonnable possible. Pour cela, la configuration adoptée doit être caractérisée par une relative simplicité et une grande robustesse, principaux avantages des lasers à fibre par rapport aux autres technologies existantes. Il apparaît donc qu'aucune des technologies n'est en mesure de satisfaire tous les critères recherchés. En effet, dans la plupart des cas, la puissance moyenne et la puissance crête resteront trop faibles en sortie d'un simple oscillateur laser impulsionnel pour atteindre une efficacité de conversion élevée dans les cristaux non-linéaires. L'utilisation d'un étage ou de plusieurs étages d'amplification sera donc nécessaire pour l'application de conversion de fréquence.

Dans ce contexte, nous avons choisi de développer successivement deux systèmes lasers de type MOPA basés sur un oscillateur laser fonctionnant en régime impulsionnel suivi par un ou plusieurs étages d'amplification utilisant des fibres dopées Nd^{3+} . Le premier système est basé sur un oscillateur déclenché (« Q-switch ») à fibre LMA dopée néodyme suivi par un seul étage d'amplification à fibre LMA dopée Nd^{3+} qui permet d'atteindre des énergies importantes en conservant une géométrie relativement simple. Le second système est basé sur une diode laser directement modulée en courant dont les impulsions lumineuses sont ensuite amplifiées dans 4 étages à base de fibres dopées Nd^{3+} placés en cascade. Cette seconde approche, bien que plus complexe, présente une flexibilité accrue sur la fréquence de répétition et la durée d'impulsion par rapport aux systèmes Q-switch.

Les sources impulsionnelles basées sur une modulation externe sont très coûteuses et complexifient fortement le montage. C'est une solution intéressante mais qui ne pourra être envisagée que dans la perspective d'une industrialisation ou d'une optimisation ultérieure. Elle n'a donc pas été étudiée pendant la durée de ce travail de thèse.

Enfin, la solution à verrouillage de modes produit des impulsions ultracourtes (< 50 ps) avec un spectre relativement large (~ 2 nm). Ces impulsions ultracourtes provoquent rapidement des effets non linéaires

dans une fibre optique (SPM en particulier, voir chapitre I.4.1) pour des puissances moyennes relativement faibles. L'élargissement spectral qui résulte de ces effets NL parasites limite les performances lors de la conversion de fréquence. Cette technique spécifique sera abordée plus en détails et de façon séparée dans le chapitre V de la thèse.

	Durée d'impulsion	Fréquence de répétition	Puissance optique moyenne	Largeur spectrale	Stabilité temporelle	Complexité / coût
DL modulée	40ps – 100ns	kHz - GHz	De l'ordre du mW	0,2(affinée) – 5 nm	Moyenne	Faible
Q-switch	1ns – 10µs	kHz	Plusieurs W	0,1 – 3 nm	Moyenne	Moyen
Modulation externe	40ps – 10ns	kHz-GHz	< 50 mW	Limitée par TF	Élevée	Élevée
Mode-locked	1 – 100ps	MHz (fixe)	De l'ordre du mW	1-30 nm	Élevée	Élevée

Tableau III-1. Comparaison des différentes méthodes usuelles de génération d'impulsions optiques courtes.

La suite du chapitre présente donc les deux systèmes laser émettant en régime nanoseconde et sub-nanoseconde développés dans le cadre de cette thèse correspondant aux deux premières approches présentées dans le tableau III-1. La partie III.2 décrit la source Q-switch et l'étage d'amplificateur associé fonctionnant en régime nanoseconde et présente les principaux résultats expérimentaux obtenus avec cette approche. La partie III.3 présente la source à diode laser déclenchée par le gain et les 4 étages d'amplification fonctionnant en régime sub-nanoseconde. La conversion de fréquence dans le bleu et l'UV obtenues à partir de ces deux sources fera l'objet du chapitre IV.

III.2 Laser impulsif Q-Switch et amplification en régime nanoseconde

Dans cette partie, nous décrirons d'abord le principe de la commutation de pertes en régime dit déclenché (également communément désigné par le terme anglais de « *Q-switch* »). Nous présenterons ensuite les deux oscillateurs basés sur ce principe que nous avons successivement développés au cours de ce travail de thèse. Pour finir, nous décrirons l'étage d'amplification en simple passage nécessaire pour obtenir la puissance crête requise.

III.2.1 Principe du fonctionnement déclenché (Q-switch)

Le principe des lasers déclenchés (ou « *Q-switch* ») est basé sur la commutation du facteur de qualité Q de la cavité résonnante. La génération d'impulsions est obtenue en basculant le plus rapidement possible les pertes intra-cavité à l'aide d'un mouvement mécanique [1], [2], d'un modulateur

actif (par effet électro-optique MEO [3] ou acousto-optique MAO [4], [5]) ou d'un modulateur passif (par exemple avec un absorbant saturable comme le Cr⁴⁺:YAG [6]). Lorsque le modulateur est bloquant, les pertes intra-cavité élevées empêchent l'oscillation laser. Le pompage optique augmente progressivement l'inversion de population sur les ions actifs (dans notre cas l'ion Nd³⁺) ce qui permet de stocker dans le niveau émetteur une partie importante de l'énergie apportée au système. Lorsque le modulateur est passant, les pertes intra-cavité deviennent soudainement faibles et l'oscillation laser peut démarrer à partir de l'émission spontanée. L'émission laser démarre sur un front de montée rapide. Lorsque la puissance optique intra-cavité dépasse la puissance à saturation du milieu à gain, la condition d'inversion de population n'est plus respectée, ce qui atténue rapidement l'émission laser et referme l'impulsion générée. L'énergie par impulsion de sortie d'une cavité en régime déclenché peut s'écrire sous la forme [7] :

$$E_{out}(t) = \frac{h\nu_s A_{eff}}{2\sigma\gamma} \ln\left(\frac{1}{R}\right) \ln\left(\frac{n_i}{n_f}\right) \quad (3.1)$$

Avec $h\nu_s$ l'énergie du photon signal, A_{eff} l'aire effective du mode dans la fibre optique, R la réflectivité du miroir de sortie, n_i représente l'inversion de population à l'état initial et n_f à l'état final. σ représente la section efficace d'émission stimulée à la longueur d'onde du signal et γ dépend du schéma des niveaux d'énergie de la transition considérée (γ vaut 2 dans le cas d'une transition à 3 niveaux d'énergie et 1 pour une transition à 4 niveaux). L'énergie émise lors de la commutation est donc directement proportionnelle à l'aire effective du mode guidé dans la fibre dopée et à la différence d'inversion de population avant et après l'émission impulsionnelle. Les fibres LMA dopée Nd³⁺, présentées dans le chapitre II, possèdent un large cœur ce qui en fait potentiellement un milieu amplificateur adapté pour émettre des impulsions de forte énergie par modulation de pertes. De plus, le seuil de dommage des fibres à large cœur est plus élevé que pour une fibre monomode ce qui autorise des puissances crêtes plus importantes en régime « *Q-switch* » où elles peuvent atteindre des dizaines de kW.

III.2.2 Oscillateur laser à fibre LMA Nd³⁺ en régime Q-switch

L'oscillateur « Q-switch » réalisé au cours de cette étude utilise un modulateur acousto-optique (Isomet M1080-T80L-1.5) associé à son driver HF pour commuter les pertes dans la cavité. L'utilisation d'un MAO, par rapport au MEO ou à un absorbant saturable, présente l'avantage d'un seuil de dommage nettement plus élevé et d'une fréquence de répétition ajustable à plusieurs dizaines de kHz. C'est donc un choix idéal pour l'application visée. L'un des deux montages expérimentaux utilisés est représenté sur la Figure III-1. Deux configurations pour le réflecteur de « fond de cavité » ont été étudiées : (i) un miroir dichroïque large bande autour de 910 nm et (ii) un réseau de diffraction utilisé en montage Littrow. À l'autre extrémité de la cavité résonnante, le miroir de sortie est une simple lame à faces parallèles qui possède un coefficient de réflexion $R_{out} = 8\%$. La source de pompage à 808 nm est une diode laser fibrée de puissance maximum égale à 35 W. La puissance de pompe est injectée en espace

libre dans la fibre dopée Nd^{3+} à l'aide de deux lentilles (L5 et L3 sur le montage de la figure III.1). L'émission parasite à 1060 nm est filtrée intra-cavité à l'aide d'un filtre passe bande possédant une largeur spectrale de 40 nm autour de 910 nm. Deux lentilles (L1 et L2) permettent d'assurer la focalisation du faisceau dans la cellule acousto-optique (MAO).

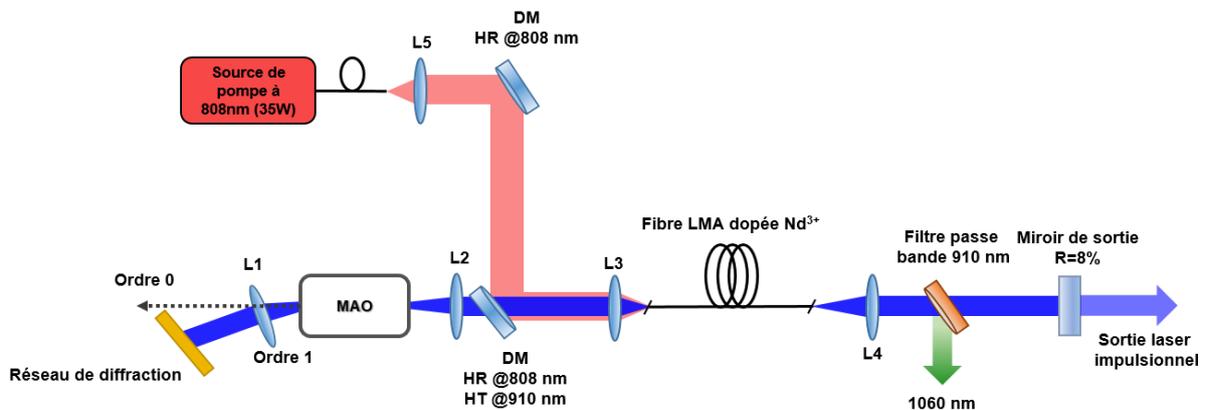


Figure III-1. Schéma du montage expérimental de la cavité laser en régime "Q-switch".

La cavité laser est alignée sur le faisceau diffracté à l'ordre 1 lorsqu'on applique un signal HF (80 MHz) permettant de générer l'onde acoustique ultrasonore dans la cellule du MAO. En l'absence de ce signal HF sur le MAO, le faisceau est entièrement transmis à l'ordre 0 et la cavité laser est alors ouverte. Un générateur d'impulsion électrique externe permet de piloter le driver HF 80 MHz afin de commuter rapidement entre ces deux états en fixant la fréquence de répétition ainsi que la durée d'ouverture de la porte. La durée de ce créneau de commande influe sur la durée de l'impulsion lumineuse obtenue en régime déclenché et sur l'efficacité de diffraction donc sur l'énergie par impulsion. Il est possible d'ajuster expérimentalement la durée du créneau pour obtenir le meilleur compromis. La fréquence de répétition influe sur la puissance moyenne et sur l'énergie par impulsion. Une fréquence de répétition trop faible provoque une montée de l'ASE à 1060 nm entre deux impulsions successives, ce qui limite alors l'énergie stockée dans le niveau émetteur ${}^4F_{3/2}$. À l'inverse, une fréquence de répétition trop élevée réduit l'inversion de population initiale n_i disponible dans le niveau émetteur et limite par conséquent l'énergie par impulsion générée (voir équation 3.1).

III.2.2.1. Test de la fibre n°10 non PM 30/125 μm en régime Q-switch

Une première étude a été réalisée avec la fibre n°10 (30/125 μm non PM – voir caractéristiques détaillées dans le tableau II-2 du chapitre II). Dans cette configuration, la longueur d'onde de sortie était accordable grâce à l'utilisation d'un réseau de diffraction (Horiba 900 nm 1200 traits/mm) en configuration Littrow comme miroir de fond de cavité. Le substrat du réseau de diffraction est en « zérodur » qui permet un seuil de dommage élevé. La fibre n°10 n'étant pas à maintien de polarisation, aucun élément sélectif en polarisation supplémentaire n'est inséré dans la cavité et le schéma de la cavité laser correspond à celui présenté sur la figure III.1. La longueur de la fibre dopée est égale à $L = 5,5\text{m}$.

Pour une puissance de pompe de 35 W incidente et une longueur d'onde en sortie fixée à 905 nm, la puissance moyenne et l'énergie par impulsion en fonction de la fréquence de répétition sont représentées sur la Figure III-2.a). Une énergie par impulsion maximum égale à 0,54 mJ est obtenue pour une fréquence de répétition égale à 500 Hz, correspondant à une puissance moyenne de 270 mW. L'évolution linéaire de la courbe représentant l'énergie par impulsion en fonction de la fréquence de répétition montre que l'énergie perdue sous forme d'ASE à 1060 nm reste négligeable, même en réduisant fortement la fréquence de répétition. Pour une fréquence de répétition de 14 kHz, la puissance moyenne est maximum et vaut alors 4,1 W, ce qui représente une énergie par impulsion de 0,29 mJ. La forme temporelle de l'impulsion obtenue est illustrée sur la Figure III-2.b). La durée à mi-hauteur de cette impulsion est mesurée égale à ~50ns.

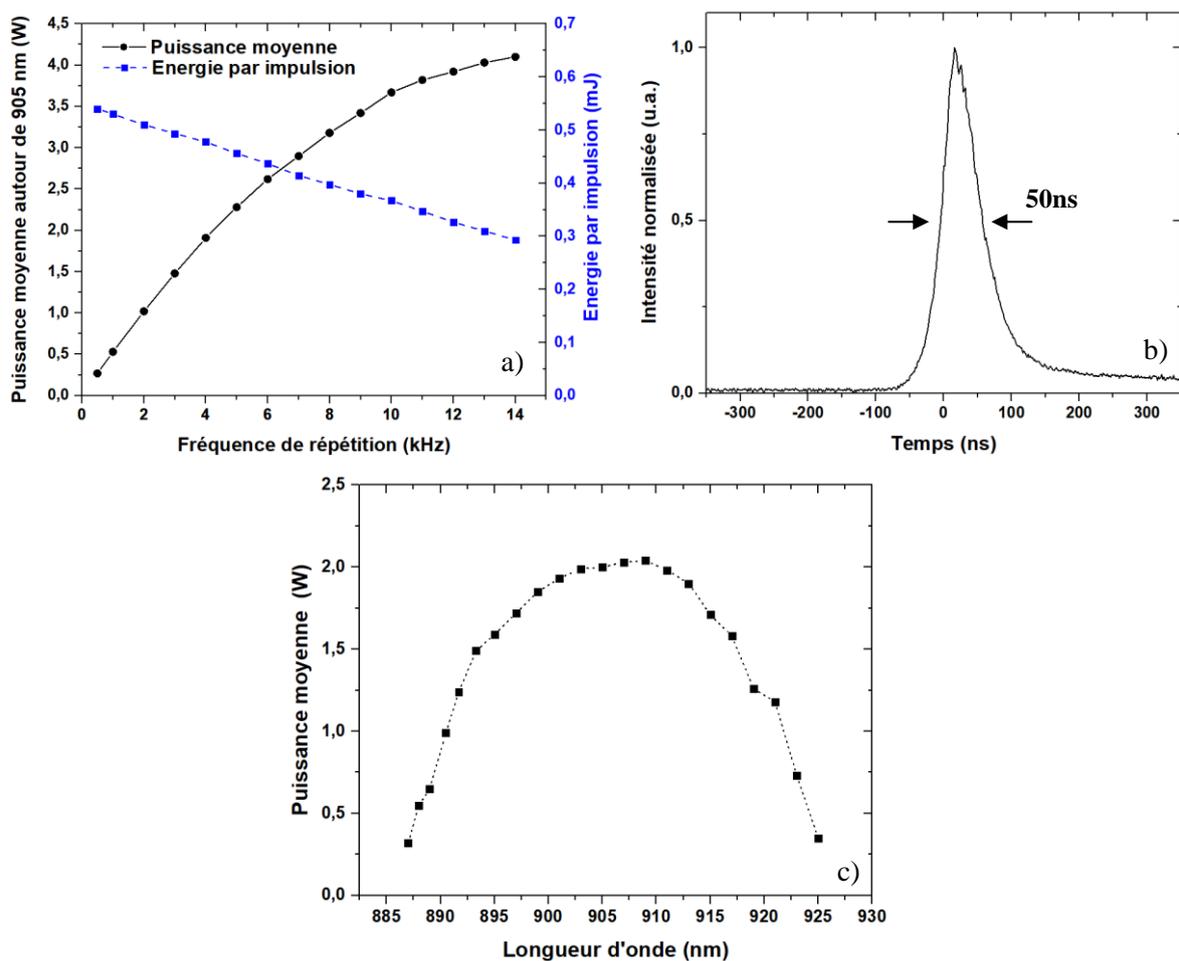


Figure III-2. a) Puissance moyenne et énergie par impulsion à 905 nm pour une puissance de pompe incidente de 35 W ; b) Forme temporelle de l'impulsion en sortie pour une fréquence de répétition de 10 kHz et une puissance de pompe incidente de 35 W ; c) Puissance moyenne en fonction de la longueur d'onde pour une puissance de pompe injectée de 20W et une fréquence de répétition de 10kHz.

Les impulsions présentent une bonne stabilité et leur durée diminue légèrement en réduisant la fréquence de répétition mais cela fait également apparaître un piedestal à la fin de l'impulsion. La plage d'accord en longueur d'onde obtenue en ajustant l'orientation du réseau de diffraction s'étend de $\lambda=887$ nm à 925 nm (Figure III-2.c) pour une fréquence de répétition fixée à 10 kHz et une puissance de pompe injectée

de 20 W. Dans ces conditions, la puissance moyenne est maximale autour de 907 nm (2 W). Une puissance moyenne supérieure à 1,5 W est ainsi obtenue sur une plage de longueurs d'onde comprise entre $892 \text{ nm} < \lambda < 919 \text{ nm}$. Une énergie par impulsion comprise entre 0,3mJ et 0,54mJ démontre le potentiel des fibres LMA dopées néodyme pour produire des impulsions d'énergie élevée ($\approx \text{mJ}$) directement en sortie d'un oscillateur fonctionnant en régime Q-switch. Cependant, la fibre n°10 utilisée n'étant pas à maintien de polarisation¹, la sortie de l'oscillateur est non polarisée, limitant fortement les rendements de conversion de fréquence. Cette configuration initiale ne sera donc pas l'oscillateur choisi dans la suite pour injecter l'amplificateur de puissance simple passage.

III.2.2.2. Test de la fibre n°5 PM 20/80 μm en régime Q-switch

Afin de générer des impulsions polarisées rectilignement par commutation de pertes, nous avons ensuite développé un nouvel oscillateur Q-switch utilisant la fibre n°5 (20/80 μm) à maintien de polarisation. La cavité laser réalisée est illustrée sur la Figure III-3. Cette cavité est assez similaire à la cavité de la figure III.1 excepté quelques modifications pour améliorer les performances et l'adapter à l'utilisation d'une fibre PM.

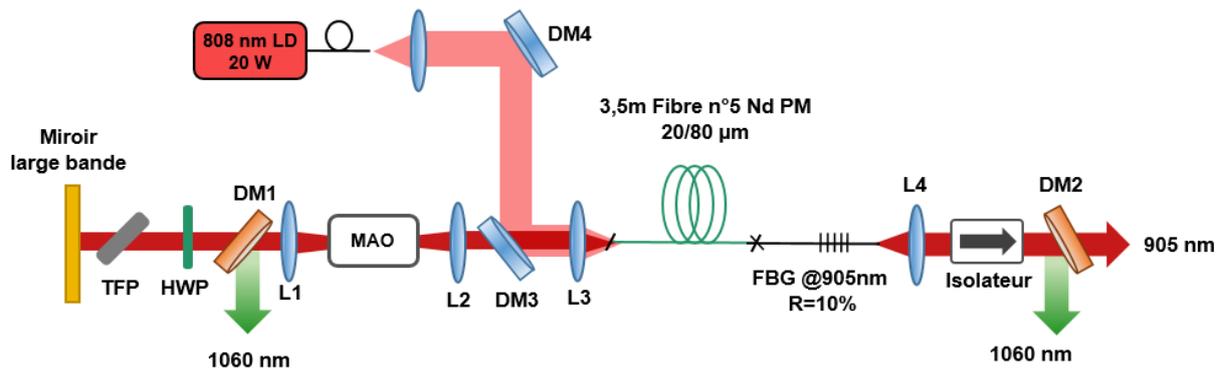


Figure III-3. Schéma expérimental de la cavité laser utilisée pour injecter l'amplificateur.

Tout d'abord, un réseau de Bragg fibré (noté FBG sur la figure III.3) est utilisé comme miroir de sortie pour remplacer la lame à faces parallèles du montage précédent. Le recours à un FBG directement soudé en sortie de la fibre active dopée Nd^{3+} présente l'avantage de réduire les pertes d'injection, favorise un spectre fin grâce à sa grande sélectivité en longueur d'onde et augmente la stabilité de l'oscillateur. L'utilisation d'un réseau de Bragg est rendue possible grâce à la disponibilité des réseaux photo-inscrits sur des fibres LMA. Le réseau est inscrit sur une fibre PM passive 20/80 μm avec des dimensions identiques à celles de la fibre dopée pour faciliter l'épissure directe entre la sortie du milieu à gain et le coupleur de sortie, ce qui minimise les pertes d'insertion. La réflectivité en intensité du FBG est égale à 10% à $\lambda_{\text{Bragg}}=905 \text{ nm}$ avec une largeur à mi-hauteur mesurée égale à 0,55 nm. En ajoutant le FBG, la stabilité avec le réseau de diffraction était médiocre. Les deux éléments sélectifs en

¹ La fibre PM n°14 n'étant pas encore disponible au moment de ces expériences.

longueur d'onde doivent coïncider or la longueur d'onde de Bragg varie avec la température, le réseau de diffraction devait alors être ajusté en permanence. Le FBG est suffisamment sélectif, donc nous avons choisi de remplacer le réseau de diffraction par un miroir large bande. Un polarisateur à couches minces (Altechna –UVFS Brewster type thin film polarizer à 904 nm) incliné à l'angle de Brewster (TFP sur la figure III.3) permet d'imposer un état de polarisation rectiligne dans la cavité laser. Une lame $\lambda/2$ placée entre ce polariseur rectiligne et l'entrée de la fibre dopée est utilisée pour aligner la polarisation sélectionnée par le TFP sur l'un des axes biréfringents de la fibre PM. Un miroir dichroïque (DM1 sur la figure III.3) est ajouté entre le MAO et la lame demi-onde afin de filtrer l'émission à 1060 nm. La fibre dopée est choisie avec une longueur $L=3,5$ m donnant une absorption non saturée de 90% à la longueur d'onde de pompe à 808 nm. Deux lentilles ($f=150$ mm) L1 et L2 focalisent le faisceau dans le modulateur acousto-optique MAO et l'alignement est toujours réalisé sur le faisceau diffracté à l'ordre 1.

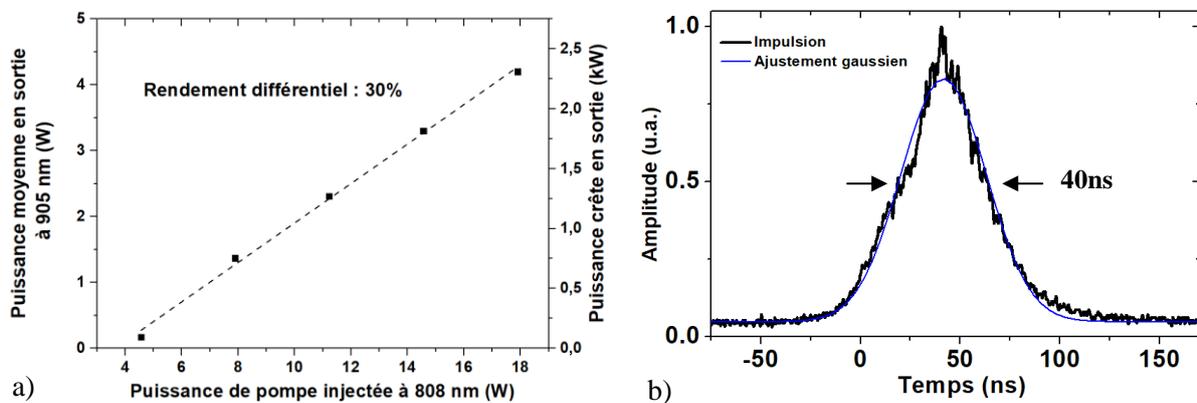


Figure III-4. a) Puissance moyenne et puissance crête en sortie de Q-switch en fonction de la puissance de pompe injectée pour une fréquence de répétition de 40kHz et un temps de porte appliquée sur le MAO de 170 ns. b) Forme temporelle de l'impulsion lumineuse mesurée en sortie de l'oscillateur avec une photodiode rapide.

Le fonctionnement Q-switch est stable pour une fréquence de répétition comprise entre 10 kHz et 60 kHz. Une fréquence de répétition faible permet d'obtenir une puissance crête plus élevée mais entraîne une augmentation de l'ASE parasite à 1060 nm et une diminution de la puissance moyenne à 905 nm. Au-delà de 60 kHz, les impulsions de l'oscillateur deviennent instables avec l'apparition d'une seconde impulsion. La puissance en sortie est mesurée après l'isolateur et le filtre DM2 pour une fréquence de répétition de 40 kHz et un temps d'ouverture de la porte appliquée pour commander le driver du MAO de 170 ns (85 ns de temps de montée), ce qui permet d'avoir les impulsions les plus stables. La puissance moyenne et la puissance crête sont représentées en fonction de la puissance de pompe sur la Figure III-4.a). Une puissance moyenne de 4,2 W (2,3 kW crête) à 905 nm est obtenue pour une puissance de pompe de 18W. Le rendement différentiel associé est égal à 30%. La forme temporelle de l'impulsion (Figure III-4.b) est proche d'une impulsion gaussienne avec une durée à mi-hauteur estimée à 40 ns. La largeur spectrale à mi-hauteur en sortie de l'oscillateur vaut 0,88 nm, centrée autour de 905 nm (Figure III-7). Le spectre de l'impulsion lumineuse obtenue est plus large que le pic

de réflexion du réseau Bragg. Cette largeur spectrale excédentaire est attribuée à un élargissement spectral par SPM dans la partie fibrée de l'oscillateur Q-switch. Le PER en sortie du réseau de Bragg est mesuré égal à 10dB. La fibre dopée utilisée comme milieu à gain dans l'oscillateur Q-switch est enroulée avec un rayon de courbure de 4 cm et placée sur un refroidisseur régulé à 18°C. Cependant, comme indiqué dans le chapitre précédent, la fibre 20/80 μm d'ON 0,075 ne permet pas de supprimer efficacement l'ensemble des HOMs par courbure. La mesure du facteur de qualité M^2 du faisceau en sortie confirme ce point avec des valeurs de 1,70 et 1,94 selon les deux axes orthogonaux, ce qui est un peu élevé par rapport au cahier des charges fixé initialement.

III.2.3 Amplification dans la fibre LMA n° 14

Le signal en sortie de l'oscillateur Q-switch décrit sur la figure III.3 est finalement injecté¹ en propagation libre dans la fibre n°14 (LMA dopée Nd^{3+} 30/130 μm PM) utilisée comme amplificateur simple passage (Figure III.5). L'injection est réalisée à l'aide de deux lentilles (L4 et L5 de distances focales 11 mm et 15 mm respectivement) qui permettent d'agrandir la taille du mode en sortie de l'oscillateur ($\sim 16 \mu\text{m}$ pour la fibre 20/80 μm) pour l'adapter au MFD de la fibre 30 μm ($\sim 25 \mu\text{m}$). Avec ce montage, on estime par calcul la taille du faisceau à l'entrée de la fibre amplificatrice n°14 égale à 23,7 μm . Un isolateur en espace libre est placé entre les deux lentilles afin d'éviter tout retour optique dans l'oscillateur. Une lame demi-onde (HWP : *Half Wave Plate*) permet d'orienter la polarisation en sortie de l'oscillateur pour l'aligner sur un des axes biréfringents de la fibre de l'amplificateur. Un miroir dichroïque (DM2) filtre l'émission parasite résiduelle à 1060 nm en sortie de l'oscillateur pour assurer un gain élevé à 905 nm dans l'amplificateur. La fibre n°14 est choisie avec une longueur de 10 m correspondant à une absorption totale de $\sim 90\%$ de la puissance de pompe incidente à 808 nm. La fibre est enroulée sur un rayon de courbure de 12,5 cm.

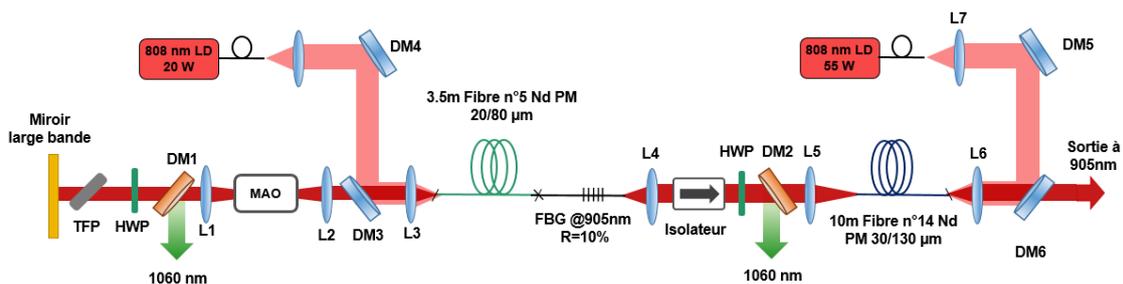


Figure III-5. Schéma du montage de l'oscillateur « Q-switch » avec la fibre n°5 et de l'amplificateur avec la fibre n°14.

La puissance moyenne de sortie de l'oscillateur Q-switch est réduite à 3,3 W en raison de la dégradation de la soudure entre le réseau de Bragg et la fibre dopée pour une puissance de pompe plus élevée. Une

¹ Il a d'abord été envisagé de réaliser l'injection du signal à l'aide de composants fibrés. Un isolateur (Haphit – fibre 15/130 μm ON~0,08) et un filtre passe bande fibré à 915nm (Haphit – fibre 15/130 μm ON~0,08) ont été approvisionnés à cet effet. Cependant la différence de géométrie entre la fibre 20/80 μm et la fibre 15/130 μm induisait des pertes élevées sur chaque soudure, de l'ordre de -2dB. De plus, la propagation dans ces deux composants fibrés provoquait un élargissement spectral supplémentaire par effet non-linéaire.

puissance d'environ 2,4 W est injectée dans le cœur de la fibre dopée de l'amplificateur. La diode de pompe à 808 nm de l'amplificateur est injectée en espace libre en configuration contra-propagative. Le couple de lentille L7 (20 mm) et L6 ($f = 15$ mm) permet de focaliser le faisceau de pompe sur un diamètre d'environ 75 μm . Le miroir DM6 est fortement réfléchissant à 808 nm et transmet le signal à 905 nm. L'ASE parasite émise à 1060 nm de l'amplificateur est ensuite filtrée à la sortie à l'aide d'un filtre passe bande autour de 900 nm lors des mesures de caractérisation optique.

III.2.3.1. Caractéristiques de sortie de l'amplificateur en simple passage

L'évolution de la puissance de sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe injectée est illustrée sur la Figure III-6 pour un taux de répétition de 40 kHz. Pour une puissance de signal injectée dans le cœur de la fibre égale à 2,4 W et une puissance de pompe injectée de 52 W, la puissance moyenne en sortie est mesurée égale à 24 W. À la fréquence de répétition de 40 kHz et pour une durée d'impulsion de 40 ns, la puissance crête est alors estimée à 15 kW en supposant une impulsion de forme temporelle gaussienne.

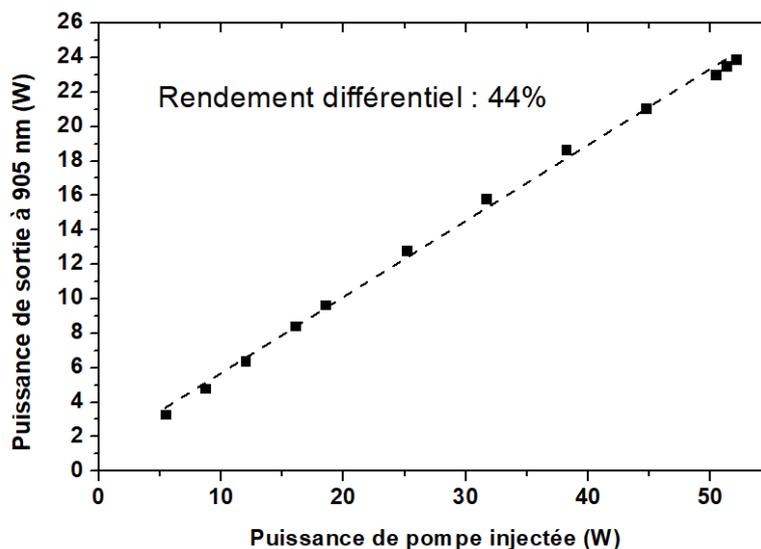


Figure III-6. Puissance de sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance de pompe injectée à 808 nm.

Le rendement différentiel de l'amplificateur est égal à 44%, identique au rendement obtenu avec la même fibre lors des tests en cavité laser (voir Figure II-16 dans le chapitre II), ce qui indique une bonne saturation de l'amplificateur et une émission parasite à 1060 nm très réduite.

Cependant, bien que le diamètre de cœur de la fibre soit égal à 30 μm , le spectre de l'impulsion s'élargit de façon importante par SPM dans l'étage d'amplification. Cet élargissement spectral est visible sur la Figure III-7. Cet effet de SPM n'était à priori pas attendu dans une fibre LMA avec un diamètre de cœur aussi important au vu des durées d'impulsions relativement longues en sortie de l'oscillateur « *Q-switch* ». Ce phénomène a déjà été observé par Denisov et al. [8], qui ont rapporté un élargissement

spectral important dans 6 m de fibre avec un diamètre de cœur de 20 μm , une puissance crête de 10 kW et des impulsions d'une durée de 50 ns. De manière similaire, Kuznetsov et al. [9] ont également rapporté un élargissement spectral, avec une forme du spectre très proche de celle observée et une base de plusieurs nm, à partir d'une puissance crête dépassant 1 kW dans une fibre avec un diamètre de cœur de 10 μm . Dans cette publication l'élargissement spectral provenant de la SPM est expliqué par la cohérence partielle des impulsions et la présence de variations stochastiques rapides au sein des impulsions générées par Q-switch.

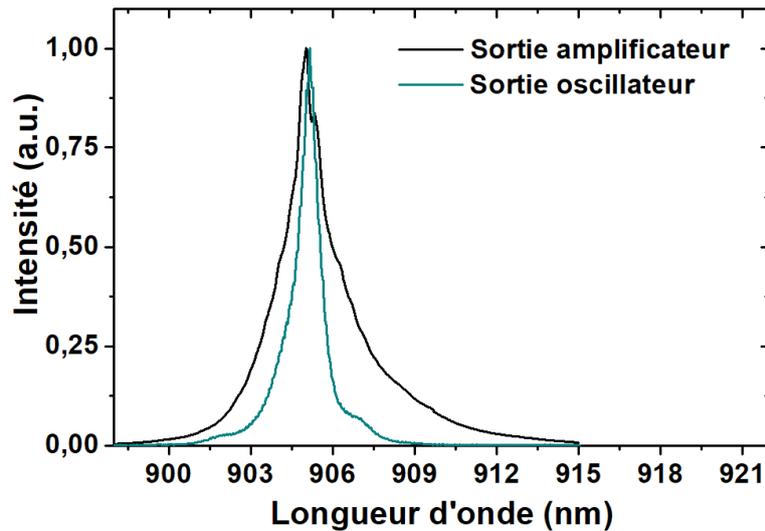


Figure III-7. Spectres en sortie de l'oscillateur et de l'amplificateur pour des puissances de sortie de 3,3 W et 24 W respectivement.

En effet, les fluctuations d'intensité, visibles notamment sur l'impulsion de la Figure III-4b, témoignent de la présence d'impulsions courtes stochastiques se superposant à la forme temporelle initiale de l'impulsion. Ces impulsions sont responsables d'un élargissement spectral par SPM qui prend la forme d'une large base à décroissance quasi-exponentielle de part et d'autre du pic central. La mesure expérimentale indique un élargissement spectral de 10 nm à la base du spectre et une largeur à mi-hauteur de 2 nm. Toutefois, la largeur à mi-hauteur obtenue correspond à l'acceptance spectrale du cristal doubleur envisagé. Cette source laser correspond donc au cahier des charges fixé au départ en termes de puissance crête. Cependant, la base du spectre s'étend sur plus de 10 nm et les « ailes » ne participeront donc pas à la conversion de fréquence.

La puissance utile issue du cœur de la fibre ainsi que le PER en sortie sont des caractéristiques qui restent difficiles à mesurer en raison des éventuels modes de gaine qui perturbent la mesure, comme cela a déjà été évoqué dans le chapitre II. Pour réaliser une mesure, on utilise donc un diaphragme afin de filtrer la puissance se propageant dans la gaine qui diverge beaucoup plus vite que le signal provenant du cœur de la fibre. Cette méthode reste relativement imprécise et dépend de la fermeture du diaphragme. La polarisation est mesurée à l'aide d'un polariseur Glan-Taylor après filtrage des modes de gaine par le diaphragme. Le PER obtenu est de 11,5 dB. La puissance contenue dans la gaine est donc

estimée à environ 12% de la puissance totale. La puissance utile pour la conversion de fréquence en sortie de l'amplificateur est estimée égale à 19,1 W sur un total de 24 W, soit environ 80%.

III.2.3.2. Injection de l'amplificateur et qualité modale en sortie

Pour vérifier si la qualité de faisceau correspond aux critères fixés par le cahier des charges, une mesure du facteur M^2 est réalisée en sortie de l'amplificateur. La mesure est réalisée pour une puissance de sortie autour de 24 W et le résultat est représenté sur la Figure III-8. Le facteur M^2 est estimé égal à 1,43 et 1,36 sur deux axes orthogonaux. On peut noter que le point de focalisation n'est pas mesuré au même endroit le long de l'axe de propagation pour les deux axes, indiquant un léger astigmatisme du faisceau lié à la différence de profil d'indice de la fibre selon les deux axes propres ou à la facette de fibre clivée avec un angle qui implique que le faisceau ne traverse pas exactement au centre de la lentille. La qualité de faisceau répond tout de même au cahier des charges ($M^2 < 1,5$) suivant les deux axes.

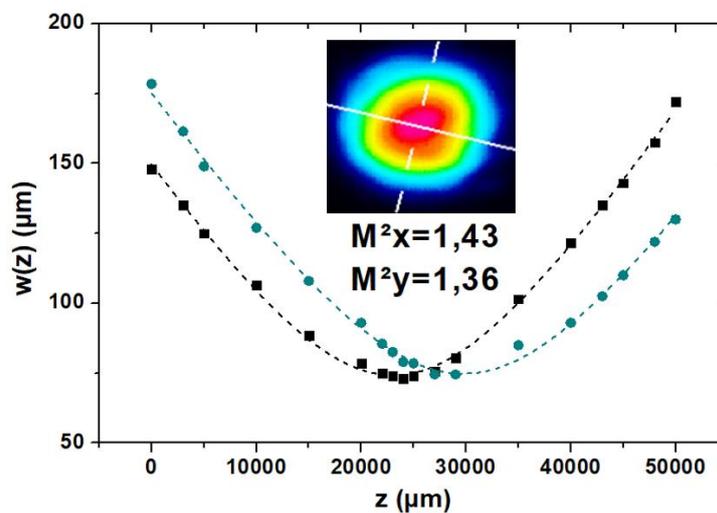


Figure III-8. Mesure du facteur M^2 en sortie de l'amplificateur pour une puissance de 24 W. Insert : profil du faisceau mesuré en sortie.

On remarque que la qualité du faisceau entre l'oscillateur et l'amplificateur est nettement améliorée avec un facteur M^2 moyen qui diminue de 1,82 à la sortie de l'oscillateur à 1,4 en sortie de l'amplificateur. Cette amélioration provient en partie de la fuite des HOMs dans la fibre n°14 de 30/125 μm en raison de sa faible ouverture numérique. Bien que la fibre ne soit courbée que sur un rayon de 12,5 cm, la faible ON entraîne une amélioration significative du M^2 . Une autre raison est le filtrage lors de l'injection en espace libre du signal d'entrée, qui favorise l'excitation du mode LP01 par rapport aux autres modes. En effet, le mode LP01 de plus faible diamètre et avec une plus faible divergence sera injecté plus efficacement, en particulier si le diamètre du faisceau à l'entrée de la fibre est choisi très proche du MFD. On peut cependant observer une variation de la qualité de faisceau en sortie en fonction des conditions d'injection à l'entrée.

III.2.4 Limites du système

Bien que cette source laser réponde en grande partie au cahier des charges fixé pour notre application, elle présente des limites en termes de montée en puissance et de stabilité sur le long terme.

La montée en puissance présente effectivement une limite. Bien que la taille de cœur soit déjà importante, les impulsions générées par l'oscillateur déclenché entraînent un élargissement spectral par SPM qui va réduire l'efficacité de la conversion de fréquence. Pour limiter la SPM, il faut alors raccourcir la fibre ou élargir la taille du cœur. Pour des fibres dopées Nd^{3+} , raccourcir la fibre en conservant une bonne efficacité va provoquer la formation d'agrégat d'ions faisant chuter le rendement. Un cœur dépassant 30 μm de diamètre sera fortement multimode (avec les techniques de fabrication actuelles), ce qui va dégrader la qualité modale en sortie.

La stabilité à long terme de la source présente une seconde limite. Les puissances crêtes élevées dès la sortie de l'oscillateur peuvent détériorer les différents composants (MAO, facette de fibre, filtre...). La commutation des pertes peut générer des impulsions très énergétiques, en particulier sur un système qui comporte des sections en espace libre ce qui le rend sensible aux variations environnementales.

III.3 Diode laser en régime impulsionnel sub-nanoseconde avec commutation par le gain et cascade d'amplificateurs

La seconde source impulsionnelle développée est basée sur la commutation par le gain d'une diode laser. L'utilisation d'une diode laser en commutation direct par le gain présente de nombreux avantages par rapport à la méthode Q-switch. Les principaux avantages résident dans sa simplicité, sa compacité et sa flexibilité en termes de fréquence de répétition et de durée d'impulsion. Le principe de la commutation par le gain consiste à moduler le courant injecté dans la diode laser afin d'exciter les oscillations de relaxation de cet oscillateur laser de classe B. Les oscillations de relaxation correspondent aux oscillations pseudopériodiques observées en sortie de la diode laser lors du régime transitoire en réponse à un échelon de courant. Il est alors possible, en choisissant correctement le courant crête ainsi que la durée de l'impulsion électrique, d'isoler la première oscillation de relaxation [10]. La Figure III-9 montre l'évolution de la densité d'électrons et de la densité de photons lorsque la diode laser est soumise à un créneau de courant. La durée de l'impulsion optique émise est alors limitée soit par la structure de la diode laser qui conditionne la durée de vie des photons dans la cavité, soit par l'impédance électrique du boîtier contenant la diode laser (en particulier par les effets inductifs parasites [11] qui peuvent fortement limiter les performances obtenues).

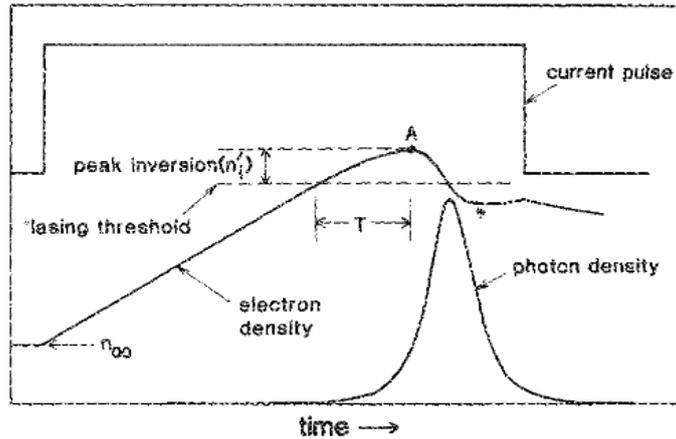


Figure III-9. Évolution de la densité de photons et de la densité d'électrons lors de l'excitation d'une diode laser à semi-conducteur par un créneau de courant [10].

Un des principaux avantages de cette technique est notamment que la durée de l'impulsion lumineuse obtenue peut être nettement plus courte (<500 ps) que les impulsions électriques de commande (~ns), ce qui réduit fortement le coût et la complexité du générateur d'impulsions électriques à utiliser. L'inconvénient, en revanche, est l'élargissement du spectre d'émission de la diode laser qui atteint typiquement une dizaine de nm. Cet élargissement provient de la variation de la densité électronique (« *electron density* » sur la Figure III-9) qui provoque une variation de l'indice de réfraction et donc de la longueur d'onde instantanée émise.

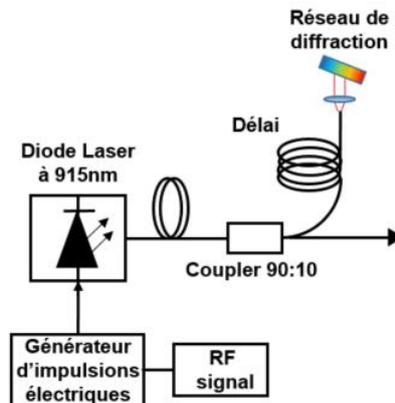


Figure III-10. Schéma d'une diode laser commutée par le gain et rétro-injectée à l'aide d'un réseau de diffraction en configuration Littrow.

Une diode laser à structure DFB (Distributed Feedback) serait préférable afin de pouvoir générer des impulsions avec un spectre relativement fin. Les diodes DFB implémentent directement un réseau ondulé localisé juste au-dessus de la section active dans le semi-conducteur de la diode laser. Ce réseau ondulé est suffisamment sélectif en longueur d'onde pour ne tolérer qu'un seul mode longitudinal et supprime très efficacement les modes latéraux adjacents pour affiner considérablement le spectre

d'émission (typiquement autour de 10 MHz pour une diode DFB CW). Malheureusement, ce type de diode DFB n'était pas disponible commercialement en standard à 915 nm.

Il est néanmoins possible d'obtenir un affinement spectral sur une simple diode laser à cavité Fabry-Pérot (FP) par une réinjection optique externe. Pour cela, on place sur la voie de sortie un élément réflecteur sélectif en longueur d'onde, externe à la cavité résonnante. Le retour optique partiel force alors la diode laser à n'émettre que sur les modes longitudinaux correspondant au pic de réflexion de cet élément sélectif. Pour cela, on utilise un coupleur et un réflecteur (FBG ou réseau de diffraction) sélectif en longueur d'onde (Figure III-10).

Finalement, deux diodes lasers étaient disponibles commercialement pour fournir le signal d'entrée. Une diode laser en boîtier TO (Axcel Photonics - M5-905-0100) émettant autour de 908 nm avec une puissance moyenne continue maximale de 100 mW. Cette première diode présente comme principal défaut de ne pas être directement couplée vers une fibre optique. La seconde diode en boîtier « Butterfly » (Lumics -LU0915M300) émettant autour de 908 nm est déjà couplée sur une fibre optique monomode (non PM car Lumics ne propose plus de version sur fibre PM). Cette seconde diode fibrée peut générer jusqu'à 300 mW de puissance continue en sortie de fibre. Pour que ces diodes lasers soient ensuite amplifiées dans une cascade d'amplificateurs à fibre dopée Nd^{3+} , la longueur d'onde en émission de ces deux diodes lasers doit être forcée vers 915 nm. Ce choix de la longueur d'onde est relativement évident, étant donné les bandes spectrales de gain différentes entre les fibres à profil d'indice en W et les fibres LMA. En effet, les fibres en W ont une courbe de gain centrée à 925 nm alors que les fibres LMA possèdent un gain centré à 902 nm. Le choix d'une longueur d'onde proche de 915 nm est le meilleur compromis entre les deux bandes de gain, comme on peut le voir sur la Figure III-11 ci-dessous.

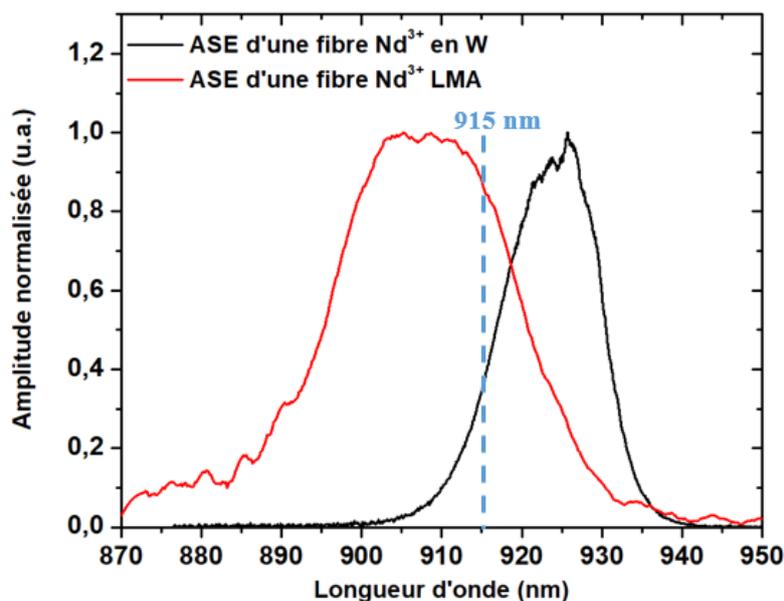


Figure III-11. Exemples de spectres d'ASE d'une fibre dopée néodyme à profil d'indice en W (trace noire) et d'une fibre LMA (trace rouge).

III.3.1 Impulsions lumineuses à 915 nm générées par commutation d'une DL

Dans un premier temps, les deux diodes sont comparées en régime de commutation de gain afin de décider laquelle est la plus adaptée pour fournir le signal d'entrée du système MOPA. Le spectre d'émission est affiné à l'aide d'une boucle de rétro-injection suivant le schéma de la Figure III-10. Les impulsions électriques sont déclenchées sur le générateur à l'aide d'un signal d'entrée TTL qui permet de fixer la fréquence de répétition. La durée des impulsions est contrôlée par le générateur d'impulsions. Un coupleur 90 : 10 permet de prélever 10% de la puissance émise pour la voie de contre-réaction sélective en longueur d'onde. Le signal prélevé est réfléchi sur un réseau de diffraction qui permet d'ajuster la longueur d'onde réinjectée vers la diode laser. Les impulsions rétro-injectées doivent être synchronisées temporellement pour arriver dans la zone active au moment du déclenchement d'une impulsion dans la diode laser. Un délai optique fibré (~95 m) permet d'augmenter le temps d'aller-retour des impulsions afin que la fréquence de répétition ne soit pas trop élevée. La bobine de fibre optique utilisée pour réaliser ce délai a une longueur d'environ 95 m mais il faut également prendre en compte la longueur de fibre supplémentaire dans les autres composants. La fréquence de répétition fondamentale (recouvrement d'une impulsion réinjectée avec l'impulsion suivante émise par la diode laser) est obtenue expérimentalement en observant un affinement du spectre sur la voie 90% du coupleur. Cette fréquence fondamentale est de l'ordre de 1 MHz dans notre cas. La diode laser peut ensuite être commutée à n'importe quelle harmonique de la fréquence fondamentale jusqu'à environ 40 MHz. Cela correspond simplement à décaler le peigne d'impulsions émis et le peigne d'impulsions réinjectées d'un multiple entier de fois la période de répétition de l'émission dans la diode laser.

III.3.1.1. Caractéristiques de la diode laser Axcel Photonics

La première diode laser testée est celle fournie par Axcel Photonics. Le signal est injecté dans une fibre optique avec un taux de couplage de 65% à l'aide d'un couple de lentilles adaptées. Le spectre d'émission de cette diode laser en régime commuté par le gain sans rétro-injection est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre optique (ANDO AQ-6317-B). Le spectre est présenté sur la Figure III-12.a). La largeur de la base du spectre est de l'ordre de 10 nm et la largeur à mi-hauteur est proche de 5 nm, ce qui n'est donc pas compatible avec le doublage de fréquence. D'autre part, la longueur d'onde en émission centrée autour de 906-907 nm est en dehors du spectre de gain des étages d'amplification utilisant la fibre Nd³⁺ à profil en W. Pour décaler le spectre de gain de la diode laser autour de 915 nm, elle est donc chauffée à T=38°C. De plus, le spectre de la diode est affiné en utilisant le schéma de la Figure III-10. Après rétro-injection, le spectre obtenu en sortie du premier étage possède une largeur à mi-hauteur de 0,1 nm avec un rapport signal à bruit (SNR – *Signal to Noise Ratio*) proche de 20 dB (Figure III-12.b).

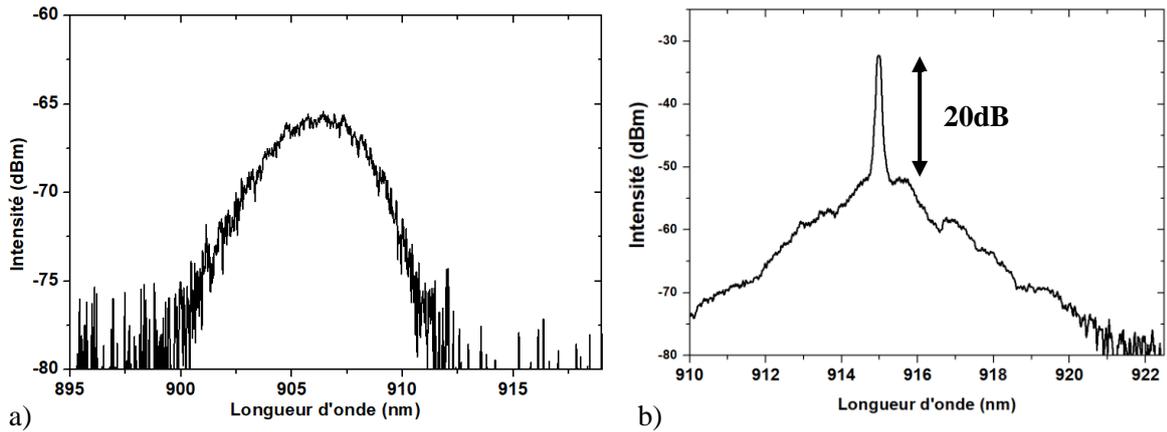


Figure III-12. Spectre d'émission de la diode laser Axcel Photonics en régime impulsionnel. a) Sans boucle de rétro-injection ($T^{\circ} = 20^{\circ}\text{C}$). b) Avec la boucle de rétro-injection en sortie du 1^{er} étage et après filtrage spectral avec un miroir dichroïque passe bas qui permet de supprimer l'ASE autour de 920 nm ($T^{\circ}=38^{\circ}\text{C}$).

La durée d'impulsion est ensuite mesurée à l'aide d'une photodiode rapide (Thorlabs DET08CFC/M - bande passante 5 GHz) et d'un oscilloscope numérique (Tektronix TDS7704B - bande passante de 7 GHz) à une fréquence d'échantillonnage de 20 Géch/s (Figure III-13.a). La résolution temporelle est donc limitée par la photodiode avec un temps de montée de 70 ps.

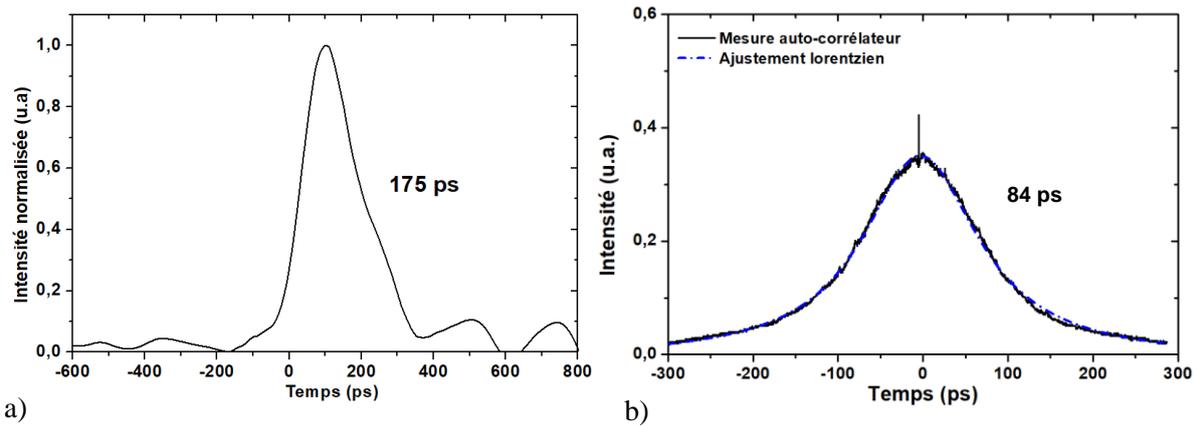


Figure III-13. Caractérisation de la forme temporelle des impulsions en sortie de la diode Axcel Photonics. a) Forme temporelle de l'impulsion en sortie mesurée à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope rapide. b) Trace d'auto-corrélation en intensité mesurée en sortie à l'aide d'un auto-corrélateur développé au laboratoire.

La durée d'impulsion à mi-hauteur est mesurée égale à 175 ps, ce qui correspond à la limite imposée par le détecteur. Afin de mesurer la durée réelle des impulsions, un auto-corrélateur en intensité a été développé au laboratoire et permet de mesurer des durées d'impulsions lumineuses avec une résolution supérieure à quelques centaines de fs. L'inconvénient de l'auto-corrélateur en intensité est qu'il nécessite une puissance crête relativement élevée pour estimer la durée de l'impulsion de façon fiable et reproductible. La mesure est donc réalisée après un premier étage d'amplification en supposant que les effets d'élargissement soient négligeables dans cet étage. La trace d'autocorrélation mesurée (Figure III-13.b) indique une largeur à mi-hauteur de 168 ps en supposant une forme d'impulsion Lorentzienne. Cela correspond à une durée d'impulsion à mi-hauteur de 84 ps pour un courant crête dans la diode laser de 180 mA et une fréquence de répétition de 22 MHz. Dans ces conditions, la puissance moyenne en

sortie de la diode laser réellement disponible pour l'étage d'amplification est d'environ 0,2 mW (~100 mW crête).

III.3.1.2. Caractéristiques de la diode laser Lumics

La seconde diode laser utilisée est une diode Lumics -LU0915M300. Elle est directement fibrée sur une fibre non PM et assemblée en boîtier de type Butterfly. Le spectre en régime impulsionnel sans rétro-injection de cette diode est proche de celui observé pour la diode laser Axcel Photonics, avec une base d'environ 10 nm de largeur totale. Pour une température au-dessus de 35°C, la diode émet à une longueur d'onde ~ 910 nm (Figure III-14.a trait pointillé en rouge). Le spectre est affiné à l'aide de la boucle de rétro-injection et sa longueur d'onde est décalée à 915 nm (cf. partie III.3.1.1), comme pour la diode laser précédente. Le spectre est représenté sur la Figure III-14.a) (trait continu). Ce spectre correspond à un rapport signal utile sur le bruit (SNR) supérieur à 17 dB. Le bruit généré par la diode aux courtes longueurs d'onde reste cependant nettement visible et plus marqué que dans le cas de la diode laser Axcel Photonics.

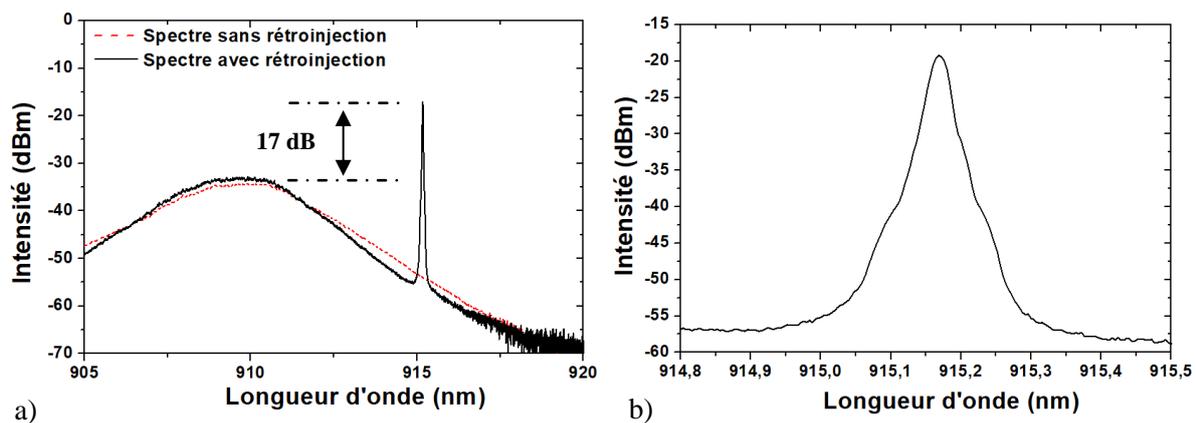


Figure III-14. Spectre de la diode laser Lumics en régime de commutation par le gain. a) Sans boucle de rétro-injection en trait rouge pointillé et avec boucle de rétro-injection en trait noir continu ($T=36^{\circ}\text{C}$) b) Agrandi sur le pic sélectionné avec la boucle de rétro-injection ajustée à une longueur d'onde de 915 nm ($T=36^{\circ}\text{C}$).

Les impulsions électriques sont générées par un circuit d'alimentation de diode laser spécifiquement adapté pour commuter le gain en régime impulsionnel sur les diodes lasers en boîtier Butterfly (Aérodiodé – CCS-Std). Ce module permet de générer des impulsions jusqu'à 1,5 A de courant crête avec une durée minimum de 500 ps. Pour un courant crête de 1,1 A et une durée d'impulsion électrique de 1,2 ns, les impulsions obtenues en sortie de la diode laser Lumics sont stables avec une durée à mi-hauteur de 350 ps. La mesure de la forme temporelle des impulsions est donnée sur la Figure III-15 et montre une impulsion de forme gaussienne ainsi qu'un léger piedestal sur le front descendant de l'impulsion observée. La différence significative entre les durées d'impulsions générées par les deux diodes provient très probablement des boîtiers de conditionnement. La DL Lumics est conditionnée dans un boîtier « Butterfly » qui entraîne des effets inductifs parasites limitant la durée d'impulsion. La DL

Axcel Photonics est conditionnée dans un boîtier TO très compact qui est moins pratique d'utilisation mais limite l'inductance de la diode [11].

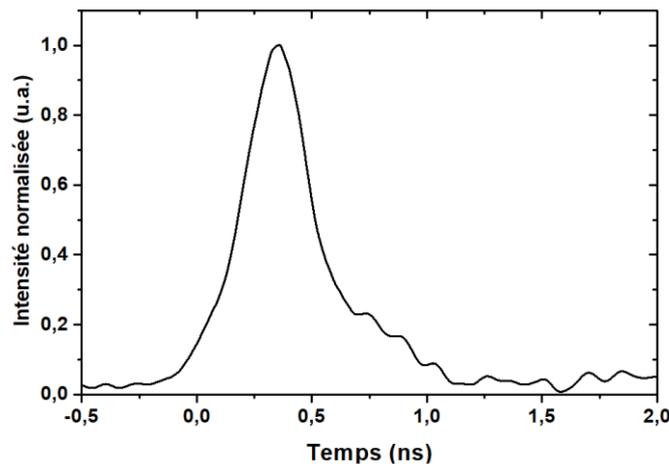


Figure III-15. Forme temporelle des impulsions mesurées directement en sortie de la diode laser Lumics pour une température $T=36^{\circ}\text{C}$, avec un courant crête de 1,1 A et une durée d'impulsion électrique de 1,2 ns.

Dans ces conditions, pour une fréquence de répétition de 2 MHz, la puissance moyenne en sortie du coupleur est mesurée égale à 0,44 mW. Toutefois, la fibre n'étant pas PM, la polarisation n'est pas contrôlée dans la section de rétro-injection. Un isolateur fibré permet de protéger la diode laser en cas de retour optique et fixe également la polarisation avant l'injection dans le premier étage d'amplification. Par contre, environ 30% de la puissance optique est perdue dans cet isolateur.

III.3.2 Amplificateurs de faible puissance sur fibre en W

Pour chacune des deux diodes lasers sélectionnées, l'émission impulsionnelle obtenue est ensuite injectée dans deux étages d'amplification successifs basés sur des fibres dopées néodyme 5/80 μm PM avec un profil d'indice en W (Figure III-16). En effet, les puissances moyennes obtenues en sortie de la boucle de rétro-injection (< 1 mW) sont trop faibles pour être directement injectées dans une fibre LMA. Les puissances moyennes nécessaires à l'entrée d'un amplificateur à fibre LMA sont de l'ordre de quelques centaines de mW afin de limiter l'ASE à 1060 nm. Les fibres à profil d'indice en W sont parfaitement adaptées pour amplifier une faible puissance d'entrée jusqu'à une puissance de quelques centaines de mW sans générer d'émission parasite à 1060 nm. Elles sont en revanche limitées par des effets non linéaires significatifs pour des puissances plus élevées. Le principe de ces fibres est décrit dans la partie I.2.3.2. Les fibres utilisées pour ces deux étages d'amplification ont été fabriquées par iXblue et possèdent un diamètre de gaine de 80 μm (ON= 0,46) et diamètre de cœur de 4,2 μm (ON=0,16) avec une absorption de pompe égale à 0,44 dB/m à 808 nm. Le diamètre de la gaine est réduit afin d'augmenter l'absorption de la pompe tout en conservant une concentration en ions dopant Nd^{3+} suffisamment faible pour limiter la formation d'agrégats. Dans cette fibre à structure d'indice en

W, l'émission parasite à 1060 nm est supprimée pour un rayon d'enroulement inférieur à 4 cm. La fibre est choisie avec une longueur de 12 m correspondant à une absorption non saturée de la pompe égale à 5,3dB.

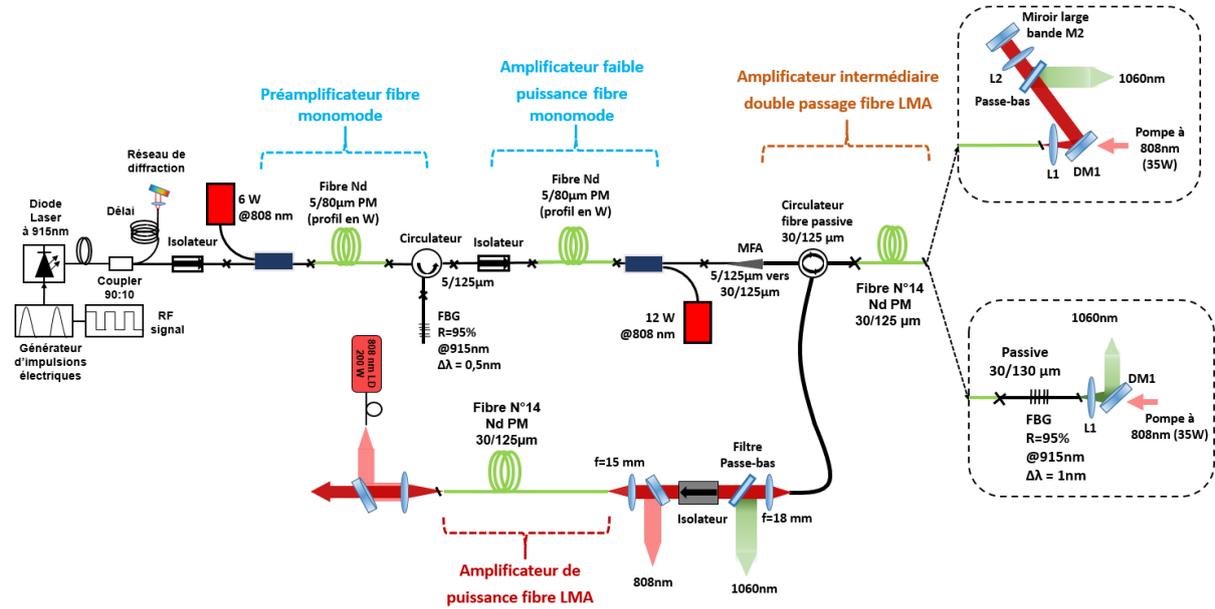


Figure III-16. Montage MOPA injecté à l'aide d'une diode laser commutée par le gain.

Le montage complet comprenant les deux étages de pré-amplification avec les fibres en W, le filtre spectral autour de 915 nm et les deux étages de puissance avec les fibres LMA est entièrement décrit sur la Figure III-16. Dans la suite, nous détaillerons les performances obtenues après chaque étage d'amplification.

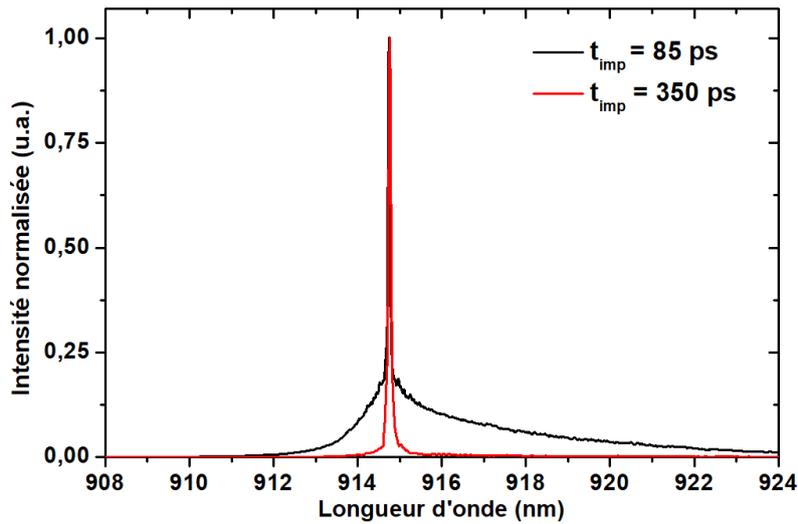


Figure III-17. Comparaison du spectre de sortie du second étage d'amplification pour une fréquence de répétition de 22 MHz et un courant de pompage de 2A pour des impulsions de 350 ps et des impulsions de 85 ps.

La Figure III-17 montre pour une fréquence de répétition de 22 MHz la différence très importante d'élargissement spectral observée à la sortie du deuxième étage suivant la diode laser utilisée. Sur la

figure III-17, on observe que le spectre en sortie du deuxième étage subit beaucoup plus d'élargissement spectral par SPM pour les impulsions de 85 ps, bien que la puissance moyenne soit identique. Cet élargissement spectral risque de limiter fortement le rendement lors de la conversion de fréquence vers le bleu et l'UV. De plus, les impulsions émises par cette diode laser présentent alors une gigue temporelle importante ce qui risque de réduire la stabilité du système. On peut donc en conclure qu'en raison de l'effet d'élargissement spectral par SPM, une durée d'impulsion inférieure à 100 ps n'est pas adaptée lorsqu'il s'agit de générer une puissance crête élevée dans des amplificateurs à fibre monomode. La caractérisation des étages d'amplification a donc ensuite été réalisée exclusivement avec la diode laser Lumics qui émet des impulsions d'une durée de 350 ps. Cette durée d'impulsion est en effet idéale pour une amplification progressive jusqu'à 20 kW dans les amplificateurs à fibre sélectionnés : la durée est trop longue pour générer un élargissement spectral significatif par SPM et trop courte pour déclencher un effet de diffusion Brillouin stimulée.

III.3.2.1. Pré amplification et filtrage de l'ASE

Pour une fréquence de répétition réduite à 2 MHz, la puissance moyenne en sortie de la diode laser Lumics est mesurée égale à 0,3 mW, ce qui correspond à une puissance crête de 420 mW. Le premier étage d'amplification avec une fibre 5/80 μm PM à profil en W sert de préamplificateur. La diode de pompage utilisée sur cet étage fournit une puissance de 6 W injectée à l'aide d'un combineur standard sur fibre 5/125 μm . La gaine de la fibre dopée étant plus petite que la gaine du combineur, l'efficacité d'injection de la pompe est alors d'environ 40%, soit une puissance de 2,5 W utile sur les 6 W disponibles.

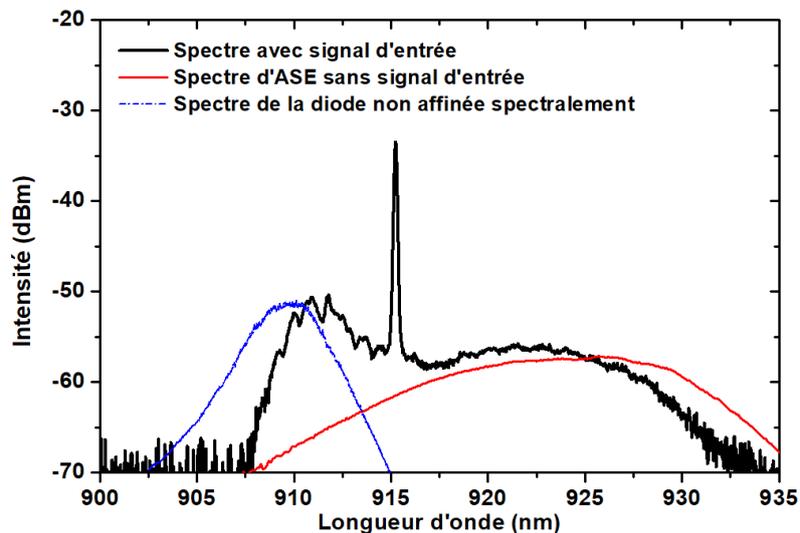


Figure III-18. Spectre optique mesuré en sortie du premier étage d'amplification pour une puissance de sortie totale de 17 mW. Le spectre d'ASE de l'amplificateur et de la diode laser sans rétroinjection sont également représentés pour identifier les sources de bruit.

En tenant compte des pertes d'insertion des composants ainsi que des pertes de soudure, on estime finalement à environ 0,25 mW la puissance du signal utile injectée dans la fibre dopée. Le spectre mesuré

en sortie du premier étage de pré-amplification est représenté sur la Figure III-18 pour une puissance de sortie égale à 17 mW. Les spectres de la diode laser sans rétro-injection et de l'ASE en sortie d'amplificateur sans signal d'entrée sont comparés avec le spectre obtenu. Le bruit généré par la diode laser ainsi que l'ASE de l'amplificateur sont nettement identifiables. Toutefois, le SNR mesuré en sortie est de 17 dB. L'ASE émise par la fibre dopée Nd^{3+} autour de 922 nm risque alors d'être fortement amplifiée dans le second étage. Pour favoriser l'amplification du signal utile, un filtre FBG centré à 915 nm (avec une largeur à mi-hauteur de 0,5 nm et une réflectivité proche de 100%) est placé sur la voie 2 d'un circulateur situé après le 1^{er} étage d'amplification (cf. Figure III-16). La voie 3 en sortie du circulateur est ensuite soudée sur un isolateur avant d'injecter le second étage.

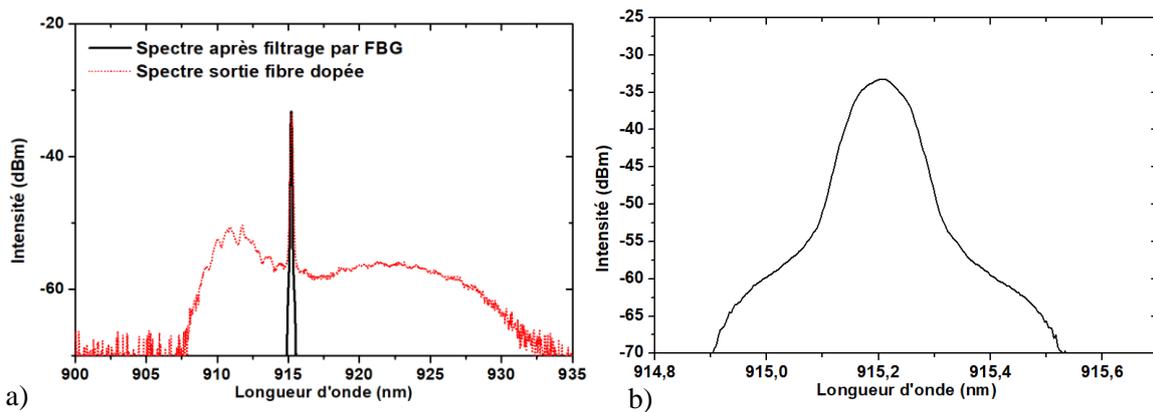


Figure III-19. Spectres de sortie du 1^{er} étage avant et après filtrage par le FBG a) Sur toute la bande autour de 920 nm b) Spectre détaillé autour de la longueur d'onde du signal.

La Figure III-19 montre les spectres avant et après filtrage sur toute la bande spectrale entre 900 et 935 nm et le détail du spectre filtré entre 914,9 nm et 915,5 nm. La largeur à mi-hauteur du spectre filtré est de 0,1 nm et présente un SNR de 24 dB. La puissance moyenne est par contre réduite à 4,5 mW. Le gain effectif dans le 1^{er} étage est donc seulement de 12 dB. Mais cet étage permet également de supprimer le bruit de la diode laser et l'ASE autour de 920 nm générée dans le préamplificateur à fibre. Une puissance moyenne de 4,5 mW (correspondant à une puissance crête de 6 W) permettra de saturer efficacement le second étage.

III.3.2.2. Deuxième étage d'amplification sur fibre en W

Le second étage est réalisé en pompage contra-propagatif (cf. Figure III-16) avec une fibre 5/80 μm PM à profil en W similaire à celle déjà utilisée pour l'étage de pré-amplification. Pour optimiser l'efficacité de ce second étage, le combineur permettant d'injecter la pompe est un composant spécifique, réalisé sur mesure avec une fibre PM double-gaine passive 5/80 μm correspondant à la géométrie de la fibre dopée. La longueur de la fibre dopée Nd^{3+} est choisie égale à 9 m afin de limiter les effets non linéaires parasites. Les spectres mesurés en sortie de ce second étage d'amplification pour différentes puissances moyennes sont illustrés sur la Figure III-20. Pour une puissance de sortie égale à

4 mW, le spectre est proche du spectre d'entrée. La « base » de ce spectre s'élargit rapidement lorsque la puissance augmente et atteint plus de 2 nm à -30dB pour une puissance de sortie de 265 mW.

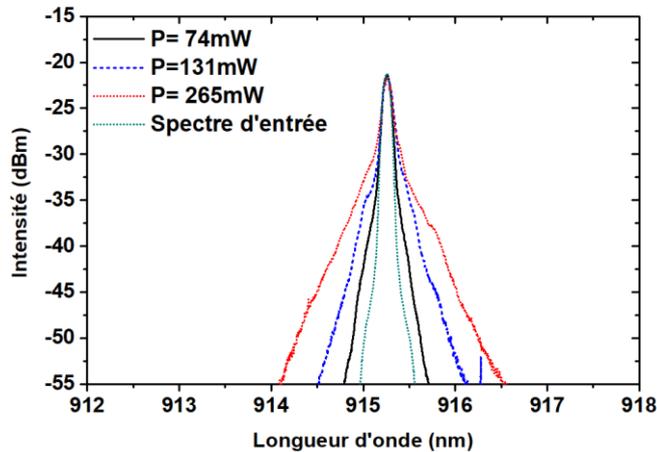


Figure III-20. Spectres en sortie du second étage pour une puissance de sortie moyenne de 74 mW, 131 mW et 265 mW comparés au spectre du signal d'entrée.

Le signal disponible en sortie du second étage est injecté dans le 3^e étage à l'aide d'un adaptateur de mode fibré (MFA). Ce MFA permet d'adapter le mode d'une fibre d'entrée PM 850 (5/125 μm) à celui d'une fibre LMA passive de 30/125 μm en sortie. Les pertes du MFA sont estimées à -0,6 dB et le facteur M^2 en sortie de cet adaptateur de mode est mesuré entre 1,2 et 1,4. Ensuite, un circulateur optique spécifique réalisé à partir de fibre passive 30/125 μm est utilisé à l'entrée du 3^e étage. L'intérêt du circulateur sera détaillé dans la suite, mais sa transmission doit être prise en compte pour estimer la puissance disponible à l'injection dans le 3^e étage. Ce circulateur présente des pertes de l'ordre de -1,3 dB entre chaque voie.

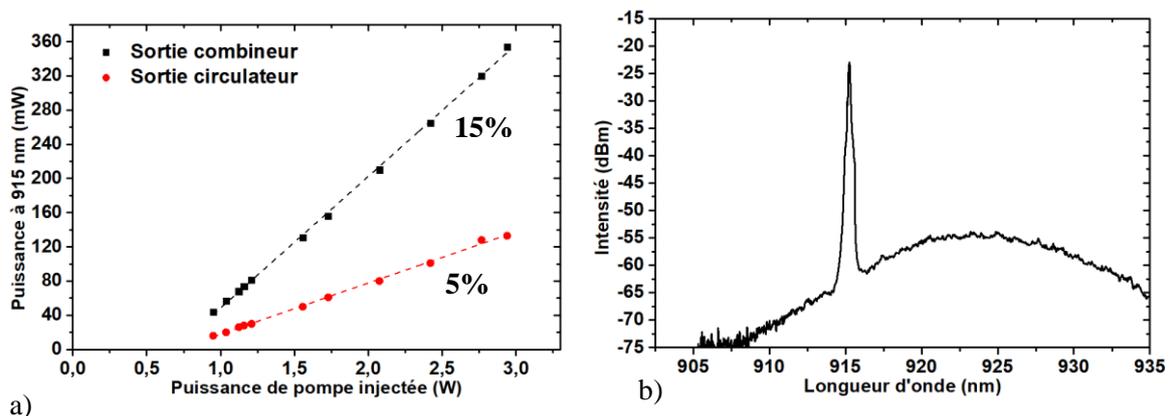


Figure III-21. a) Puissance en sortie du combineur (courbe noire) et en sortie de la voie 2 du circulateur (courbe rouge) en fonction de la puissance de pompe injectée pour une puissance du signal à l'entrée de 4,5 mW. b) Spectre large bande autour de 915 nm pour une puissance de sortie de 74 mW.

Les courbes représentant l'évolution de la puissance en sortie du combineur et après l'ensemble MFA + circulateur sont représentées en fonction de la puissance de pompe injectée sur la Figure III-21.a). Les pertes totales entre la sortie du combineur et l'entrée de la fibre LMA PM dopée Nd^{3+} du 3^e étage sont mesurées autour de -4dB ce qui est supérieur à la somme des pertes estimées pour le MFA et pour la

voie 2 du circulateur. Les pertes, plus élevées que prévu, sont attribuées à l'utilisation, pour réaliser ces composants, d'une fibre LMA 30/130 μm relativement multimode avec une faible ON. Finalement, pour une puissance de pompage de 3 W, la puissance de sortie maximum est de 354 mW, correspondant à un gain de 19 dB. Cependant, pour conserver un spectre avec une largeur totale inférieure à 1 nm, la puissance de sortie est finalement limitée à 74 mW pour une puissance de pompage de 1,2 W. Le spectre correspondant à ces conditions expérimentales est représenté sur la Figure III-21.b). Le gain dans le second étage d'amplification est alors de 12 dB. La puissance disponible pour injecter le 3^e étage est alors de 31 mW, soit un gain effectif de 8 dB sur le second étage en tenant compte des pertes dans le MFA et le circulateur.

III.3.3 Amplification double passage sur fibre LMA n° 14

Le 3^e étage d'amplification fonctionne en double passage. La puissance signal en sortie du second étage (< 100 mW) n'est en effet pas suffisante pour saturer le gain d'une fibre LMA dopée Nd en configuration simple passage (voir Figure II-13), ce qui se traduira par un rendement de conversion faible et une puissance d'émission à 1060 nm relativement importante. La configuration double passage dans un amplificateur présente trois avantages :

- La puissance de saturation est nettement plus faible qu'en simple passage ;
- Le signal d'ASE à 1060 nm peut être supprimé à l'extrémité après le premier passage ;
- L'injection de la pompe est facilitée en limitant les sections en espace libre sans avoir recours à un combineur.

III.3.3.1. Montage expérimental

Le montage expérimental du 3^e étage d'amplification est décrit sur la Figure III-22. Les deux configurations (FBG et miroir plan) sont représentées dans les carrés en pointillés. Le signal provenant du second étage est injecté à l'aide d'un circulateur réalisé avec une fibre de 30/125 μm qui sert également à isoler les étages précédents. Le mode est adapté, entre la fibre en W (cœur de 4,2 μm) et la fibre du circulateur (cœur de 30 μm), à l'aide d'un MFA (Haphit – PM850 vers 30/125 μm). La voie 2 du circulateur est soudée sur la fibre LMA dopée néodyme n°14 de 8 m de longueur. Le signal est ensuite soit réfléchi par un FBG (encart inférieur) ou sur un miroir large bande avec un filtre passe bas (encart supérieur) pour un second passage dans la fibre amplificatrice. L'objectif initial était d'obtenir un double passage à l'aide d'un réflecteur FBG photo-inscrit sur une fibre passive 30/125 μm soudée directement à l'extrémité de la fibre LMA dopée Nd (insert en bas sur la figure III-22). Dans cette approche, le pompage était obtenu par injection directe à travers le FBG, sans utiliser de combineur. Cependant, l'utilisation d'un FBG sur une fibre LMA légèrement multimode a posé des problèmes d'instabilités modales qui engendraient des fortes variations de puissance à la sortie du circulateur. Finalement, une

solution non fibrée a été nécessaire pour réaliser le second passage à l'aide d'un miroir large bande et d'un filtre en espace libre (insert en haut de la figure III-22).

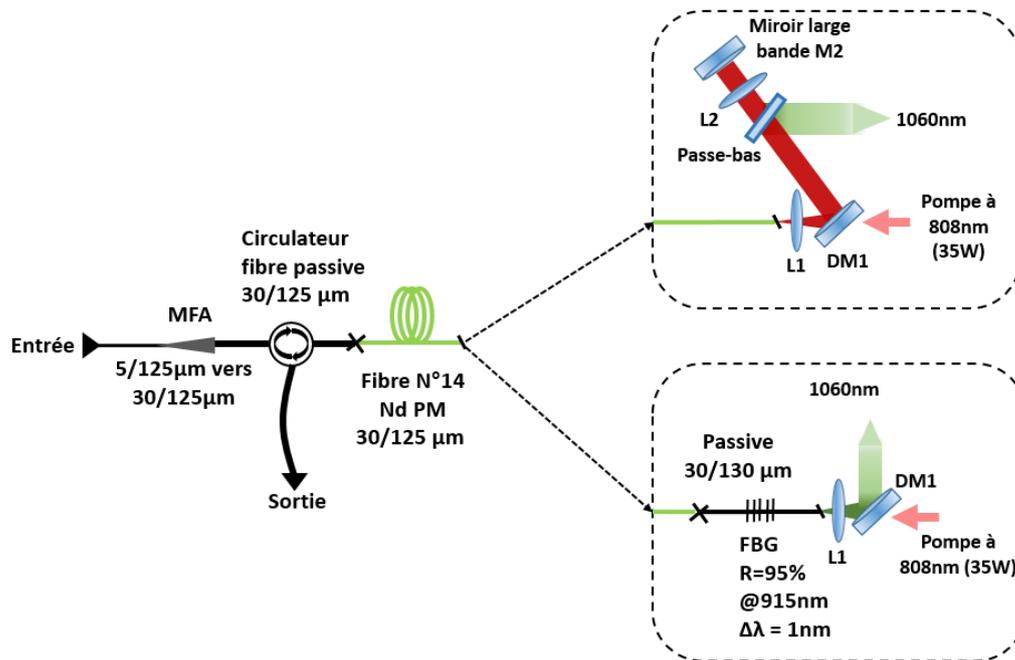


Figure III-22. Montage expérimental de l'amplificateur double passage. Encart supérieur : réflexion par un miroir en espace libre. Encart inférieur : réflexion sur un FBG sur fibre 30/125 µm passive.

Le faisceau de pompe est injecté à l'aide d'un collimateur ($f = 11$ mm) et d'une lentille L2 ($f = 11$ mm) directement dans la gaine de la fibre dopée dans le cas du miroir plan et à travers la gaine de la fibre passive du FBG dans l'autre cas. La diode laser de pompage à 808 nm est une LIMO pouvant émettre jusqu'à 35 W sur une fibre multimode de diamètre 100 µm.

a. Réflexion par un FBG multimode

Le FBG utilisé pour réfléchir le signal dans l'amplificateur double passage a été réalisé par la société iXblue. La réflectivité du FBG est d'environ 95% avec une largeur à mi-hauteur de 1 nm. Le spectre en transmission et en réflexion du réseau réalisé est représenté sur la Figure III-23. La fibre dopée est pompée à travers la gaine de la fibre sur laquelle est photo-inscrit le FBG (cf. Figure III-22). Un miroir dichroïque (DM1) permet de filtrer l'ASE à 1060 nm transmise à travers le FBG pour protéger la diode de pompage. Ce montage présente l'avantage de supprimer la propagation du signal en espace libre. Malheureusement, il faut également considérer l'échauffement du réseau de Bragg – qui fait varier le pas du réseau et décale donc la longueur d'onde de Bragg du FBG. Cet effet d'échauffement se produit lors de la réflexion du signal, mais également en raison des absorptions résiduelles de la pompe injectée. La réflexion du FBG varie alors lentement au cours du temps jusqu'à ce que le réseau se stabilise en température. Afin de limiter la sensibilité à la température du FBG, celui-ci est asservi en température à l'aide d'un refroidisseur régulé. Le contact thermique entre le FBG et le système de refroidissement

régulé en température est assuré par de la pâte thermique. Il est alors possible de faire varier légèrement la longueur d'onde de réflexion du FBG en ajustant la température de consigne.

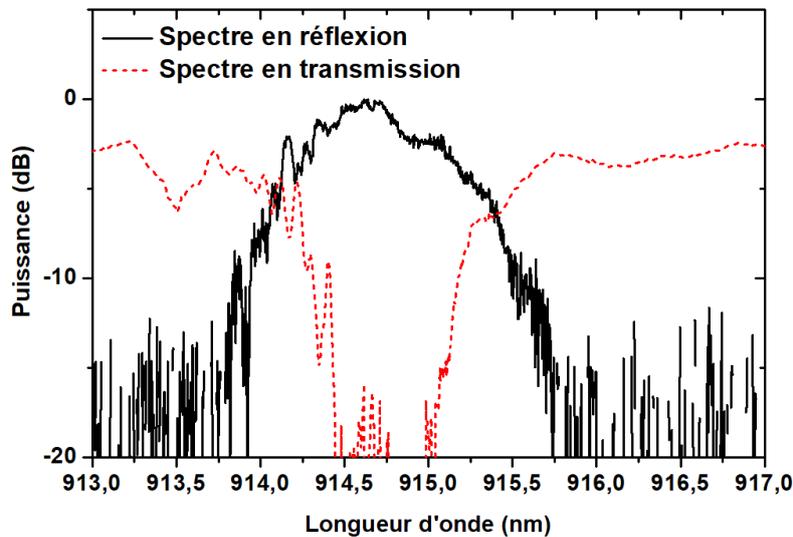


Figure III-23. Courbe de réflexion et de transmission du réseau de Bragg sur fibre LMA.

Le second point critique est le couplage du signal vers les HOMs lors de la réflexion sur le réseau. Si on considère un réseau de Bragg photo-inscrit sur une fibre multimode, à chaque mode guidé est associé un spectre de réflexion unique [12]–[14]. Ces spectres sont décalés d'une fraction de nm les uns par rapport aux autres et peuvent donc se recouvrir si la largeur à mi-hauteur de chaque spectre est élevée. Ceci implique que la réflectivité totale du FBG varie avec le contenu modal se propageant dans le cœur de la fibre. Or, les fibres passives 30/125 μm sont multimodes et l'absence de « guidage » par le gain (comme c'est le cas dans les fibres dopées) les rend particulièrement sensibles aux perturbations mécaniques et thermiques. Les caractéristiques en réflexion du FBG n'étaient pas reproductibles et fluctuaient au cours du temps ce qui entraînait des variations importantes sur les performances de l'amplificateur. Dans cette configuration, la puissance de sortie pouvait varier du simple au double, ce qui n'était pas envisageable pour la suite. Pour ces raisons, nous avons préféré utiliser la solution basée sur un miroir plan large bande combiné à un filtre passe-bas pour supprimer l'ASE à 1060 nm, qui offrait une plus grande stabilité pour le montage final. Pour ce montage utilisant un FBG en réflexion, la saturation de l'amplificateur est comparée en simple et en double passage pour une puissance de pompe de 11,5 W injectée dans la fibre. Pour une faible puissance de signal (< 100 mW), le double passage permet d'extraire jusqu'à 50% de puissance supplémentaire. Pour une puissance de signal supérieure à 150 mW, la puissance en double passage reste constante (gain saturé) et la puissance signal extraite est finalement plus importante en simple passage. La puissance extraite – pour une puissance signal injectée > 150 mW – après un simple passage n'a pas de raison d'être plus élevée qu'en double passage.

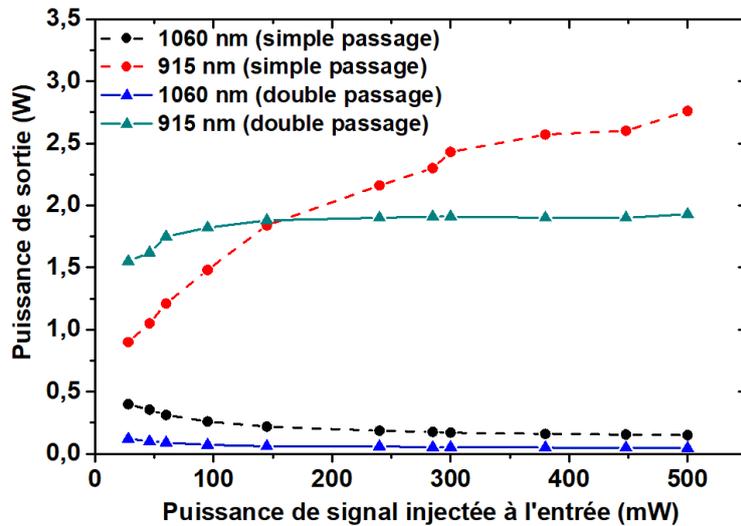


Figure III-24. Saturation de l'amplificateur en simple et double passage. Évolution de la puissance de sortie à 915 nm et 1060 nm (mesurée du côté du FBG) en fonction du signal injecté à l'entrée pour une puissance de pompe injectée de 11,5 W.

L'hypothèse la plus probable est que les pertes à travers le circulateur placé en entrée/sortie du montage en double passage dépendent du contenu modal. Nous supposons de plus que les pertes sont plus faibles pour le mode fondamental. Lorsqu'on augmente la puissance de signal injectée, le spectre s'élargit et la réflexion sur le FBG provoque un couplage vers les HOMs de plus en plus important. Ce couplage se traduit alors par des pertes plus importantes à travers le circulateur au retour. Pour la puissance d'entrée de 31 mW (qui permet de maintenir un spectre fin), la puissance en sortie à 915 nm est inférieure à 1 W en simple passage. En double passage, cette puissance atteint plus de 1,5 W, ce qui donne un gain en double passage d'environ 17 dB.

b. Réflexion par un miroir large bande

Bien que le gain total avec le réflecteur FBG en configuration double passage soit de 17 dB – ce qui est relativement élevé pour un amplificateur à fibre LMA dopée Nd – la reproductibilité n'est pas suffisante pour valider définitivement cette configuration. Le FBG est donc remplacé par un miroir large bande (M2) avec une réflectivité proche de 100% autour de 900 nm. Le faisceau de pompe est injecté à travers un filtre dichroïque (DM1) avec une transmission de 93% à 808 nm et une réflectivité proche de 100% au-dessus de 900 nm pour éviter d'endommager la diode de pompage. Pour supprimer efficacement l'ASE parasite à 1060 nm avant le second passage, un filtre passe-bas avec une longueur d'onde de coupure autour de 1000 nm est ajouté entre le filtre dichroïque et le miroir. Une lentille (L2) de focale 300 mm est également ajoutée avant le miroir pour corriger la collimation du faisceau. En plus d'assurer une meilleure stabilité et reproductibilité à l'amplificateur en double passage, cette méthode permet également d'ajuster l'alignement du faisceau réinjecté pour le second passage, qui peut alors être optimisé pour favoriser une injection sur le mode fondamental.

Pour cette configuration utilisant un miroir large bande, la saturation de l'amplificateur est également comparée en simple et double passage. La puissance à 1060 nm est mesurée du côté du miroir après

réflexion sur le filtre passe bas. Les mesures sont réalisées pour une puissance de signal injectée à 915 nm comprise entre 2,4 mW et 130 mW et une fréquence de répétition de 2 MHz. La puissance de pompe injectée est fixée à 11,5 W. Le résultat de ces mesures est présenté sur la Figure III-25.

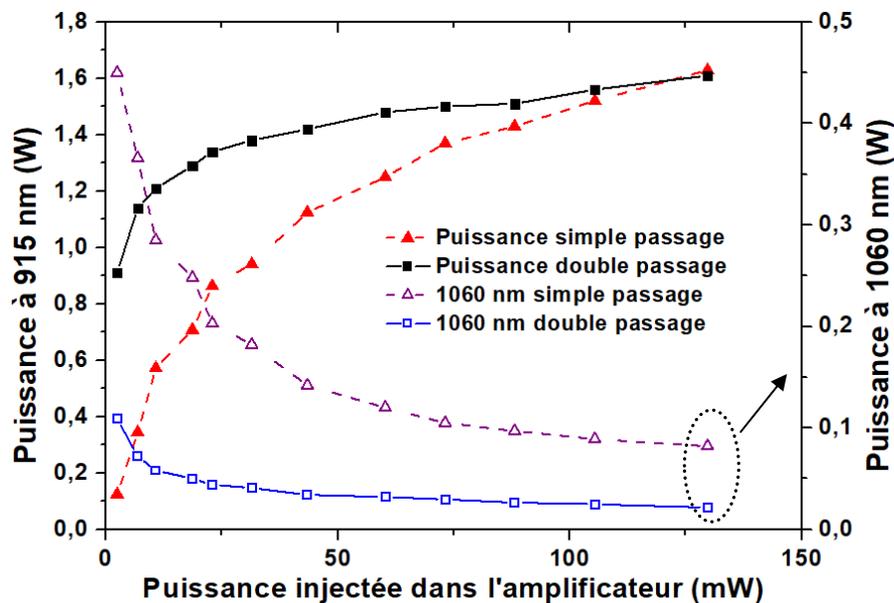


Figure III-25. Saturation de l'amplificateur en simple et double passage avec une réflexion sur un miroir large bande. Évolution de la puissance de sortie à 915 nm et à 1060 nm (mesurée du côté du miroir) en fonction du signal injecté à l'entrée pour une puissance de pompe injectée de 11,5 W.

Pour une puissance de signal supérieure à 100 mW, les puissances extraites convergent pour atteindre 1,6 W dans les deux configurations. Ces caractéristiques se retrouvent sur la puissance d'ASE à 1060 nm. La puissance à 1060 nm est de 450 mW en simple passage et se trouve réduite à seulement 109 mW en double passage pour une puissance signal à l'entrée de 2,4 mW.

Malgré les pertes importantes sur le circulateur, ces résultats démontrent l'intérêt de l'amplification double passage pour saturer efficacement l'amplificateur avec un signal d'entrée faible. Bien que le réflecteur large bande implique une propagation en espace libre, cette configuration apporte une meilleure stabilité à l'amplificateur. Finalement, pour une puissance du signal injectée fixée à 31 mW, la puissance de sortie du montage en double passage utilisant un miroir large bande permet d'obtenir une puissance moyenne à 915 nm de 1,4 W, correspondant à une puissance crête de 2 kW. Le gain dans l'amplificateur est alors de 16,5 dB.

c. Limite modale des fibres passives avec un cœur de 30 μm

L'amplificateur double passage présente des défauts qui proviennent principalement de l'utilisation de fibres légèrement multimodes. En effet, la fibre de 30 μm de cœur et d'ON $\sim 0,05$ supporte 4 modes guidés. Sur la fibre dopée, ce point n'est pas critique grâce au filtrage spatial par le gain qui, combiné aux pertes par courbures, permet de maintenir une qualité de faisceau et une robustesse tout à fait acceptable. A contrario, les fibres passives présentent alors une importante sensibilité aux variations

mécaniques ou thermiques. Ces effets sont particulièrement marqués lorsque ces fibres sont intégrées dans des composants contenant une propagation partielle en espace libre, par exemple sur le circulateur. C'est pourquoi nous avons décidé de développer des fibres spécifiques comme les fibres de la série n°2, mieux adaptées à ce type d'amplificateur (voir chapitre II.3.3). On rappelle que l'objectif de cette nouvelle série de fibres est d'augmenter le rapport diamètre de gaine sur diamètre de cœur afin de réduire la taille du cœur à diamètre de gaine constant pour finalement obtenir une fibre LMA quasi-monomode.

III.3.4 Amplificateur de puissance sur fibre LMA n° 14

Le signal de sortie de l'amplificateur double passage est enfin injecté dans un dernier étage. L'objectif de cet étage est d'amplifier la puissance à quelques dizaines de watts en maintenant la meilleure qualité de faisceau possible. L'injection en espace libre permet d'ajuster précisément la position du faisceau d'entrée pour obtenir le meilleur compromis entre efficacité d'injection et qualité de faisceau.

III.3.4.1. Montage expérimental

Le dernier étage d'amplification utilise également la fibre LMA 30/130 μm PM n°14. Le schéma du montage est présenté sur la Figure III-26. Le signal est injecté en espace libre à l'aide de deux lentilles (L3 : $f = 18 \text{ mm}$ et L4 : $f = 15 \text{ mm}$). La longueur de la fibre est optimisée à $L = 9 \text{ m}$. Un isolateur en espace libre placé entre les deux étages de puissance assure qu'aucun retour optique ne puisse atteindre la voie 3 du circulateur du 3^{ème} étage. Deux filtres dichroïques successifs permettent de supprimer la pompe résiduelle de l'étage de puissance et l'ASE à 1060 nm provenant de l'amplificateur double passage. Une lame demi-onde sert à orienter la polarisation injectée sur un des axes biréfringents de la fibre PM. La puissance disponible à l'entrée de la fibre dopée vaut 1,4 W. Le pompage est réalisé à l'aide de 4 diodes lasers combinées émettant une puissance totale de 200 W à 808 nm (cf. partie II.4). Les puissances de sortie à 915 nm et à 1060 nm sont ensuite mesurées indépendamment.

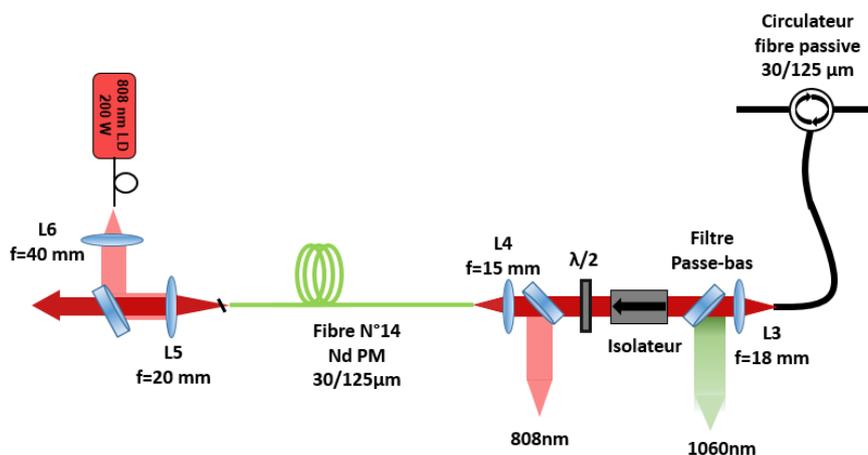


Figure III-26. Montage expérimental de l'étage d'amplification de puissance.

III.3.4.2. Résultats expérimentaux

La puissance injectée dans la fibre est d'abord évaluée à l'aide d'une portion (quelques dizaines de centimètres) de fibre passive double gaine possédant les mêmes dimensions cœur/gaine que la fibre dopée. Ensuite, la fibre dopée n°14 est positionnée à la place de la fibre passive et le dernier étage d'amplification de puissance est aligné.

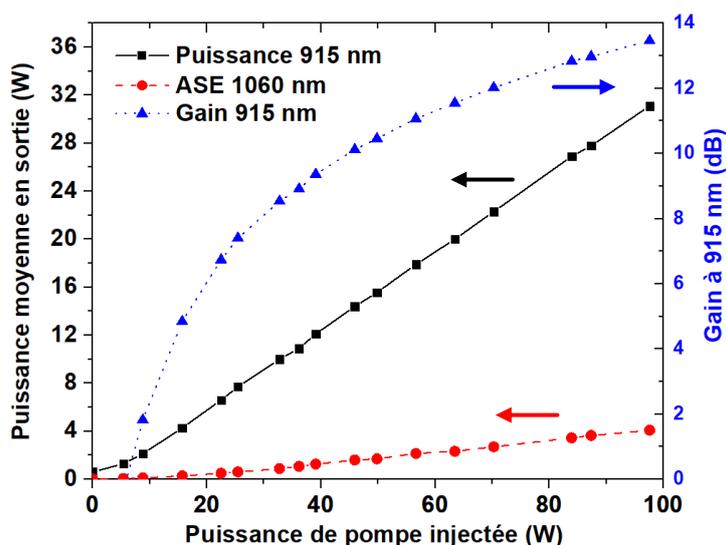


Figure III-27. Puissance moyenne en sortie de l'amplificateur et gain pour une puissance incidente de 1,4 W et une fréquence de répétition de 2 MHz.

La Figure III-27 montre l'évolution de la puissance moyenne de sortie (axe en ordonnée à gauche) à 915 nm et à 1060 nm ainsi que le gain à 915 nm (axe en ordonnée à droite) en fonction de la puissance de pompe injectée à 808 nm. Le rendement différentiel à 915 nm est alors de 32,5 %, correspondant à une puissance moyenne maximale de 31 W pour environ 98 W de puissance de pompe injectée et une puissance moyenne du signal incident de 1,4 W. La puissance de pompe n'a pas été augmentée au-delà de 100W car l'émission parasite à 1060 nm commençait à augmenter fortement pour atteindre 4 W au maximum. La puissance relativement élevée à 1060 nm indique que le signal à 915 nm ne permet pas de saturer complètement le gain et qu'un meilleur rendement pourrait être obtenu en injectant une puissance plus importante. Toutefois, le gain maximal à 915 nm est alors de 13,5 dB. Le taux de polarisation est mesuré en sortie donnant un PER de 9,4 dB. Pour réaliser une conversion de fréquence efficace, la largeur spectrale en sortie du système est déterminante.

L'évolution du spectre autour de 915 nm est mesurée en sortie pour différentes puissances moyennes. Les spectres enregistrés sont présentés sur la Figure III-28. Le spectre en sortie subit un élargissement limité puisque, pour une puissance moyenne de 31 W, la largeur à mi-hauteur est mesurée égale à 0,36 nm. La base du spectre s'élargit jusqu'à ~ 4 nm en raison de la cohérence partielle des impulsions qui provoque un élargissement de forme triangulaire par SPM [9].

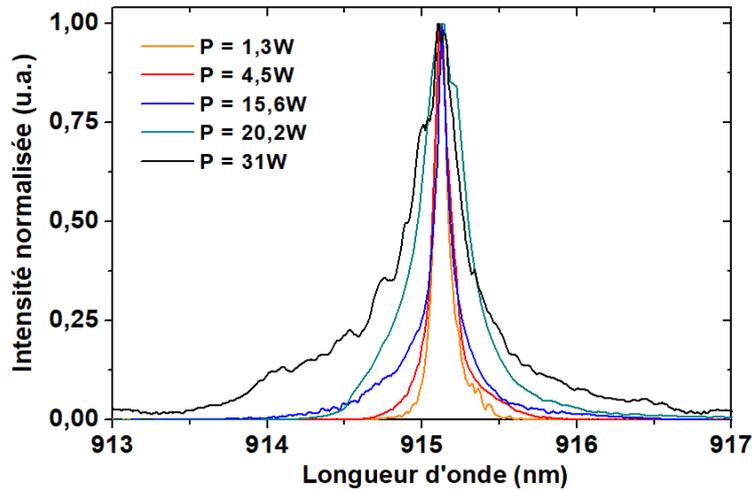


Figure III-28. Évolution des spectres en sortie de l'amplificateur en fonction de la puissance moyenne du signal amplifié.

Pour une puissance égale à 20,2 W, la largeur à mi-hauteur est de 0,3 nm et la base du spectre est inférieure à 2 nm. On en déduit que, jusqu'à une puissance moyenne de 20,2 W – soit une puissance crête de 28 kW pour des impulsions de 350 ps et une fréquence de répétition de 2 MHz – l'élargissement spectral reste acceptable pour l'application de conversion non-linéaire de fréquence dans un cristal doubleur. L'élargissement spectral est sûrement la principale limite de la source pour monter davantage en puissance. Il serait en principe possible de pomper la fibre avec une puissance de 200 W, mais cela engendrait un élargissement spectral dépassant largement l'acceptance spectrale des cristaux non linéaires usuels.

III.3.4.3. Qualité modale

La qualité spatiale du faisceau en sortie est également un paramètre important à considérer pour l'efficacité de conversion de fréquence. Cette caractérisation est réalisée par la mesure du facteur M^2 . La valeur du facteur M^2 dépend fortement du rayon de courbure imposé lors de l'enroulement de la fibre LMA, comme nous l'avons vu dans le chapitre II (partie II.3.1). Afin de déterminer expérimentalement le rayon de courbure optimal, le facteur M^2 et le rapport entre la puissance à 915 nm et à 1060 nm ont été mesurés en sortie pour un rayon de courbure sur la fibre dopée variant entre 12,5 cm et 5 cm. La Figure III-29 montre les résultats expérimentaux obtenus. Le facteur M^2 passe d'une valeur proche de 2 pour un rayon de courbure de 12,5 cm à une valeur inférieure à 1,2 pour un rayon de courbure réduit à 5 cm. De plus, le rapport P_{915}/P_{1060} proche de 8,5 pour un rayon de courbure de 12,5 cm augmente à 15 pour un rayon de courbure de 5 cm. Ces résultats concordent bien avec les valeurs obtenues par simulation qui ont été présentées dans le chapitre précédent (partie II.3.1 Figure II.6). Un rayon de courbure faible (autour de 5cm) améliore la qualité spatiale du faisceau et réduit l'émission parasite à 1060 nm mais entraîne également des pertes significatives à 915 nm. Il y a donc un compromis à trouver sur l'enroulement optimal. En pratique, le point correspondant à un rayon de courbure de 5,25 cm est en réalité un enroulement en spirale sur un rayon variant progressivement entre 5 cm à l'entrée et 5,5

cm à la sortie. Cette méthode permet de limiter les pertes additionnelles induites à 915 nm en fin d'amplificateur où la puissance extraite est la plus élevée ce qui maximise la puissance de sortie tout en favorisant l'amplification du mode fondamental.

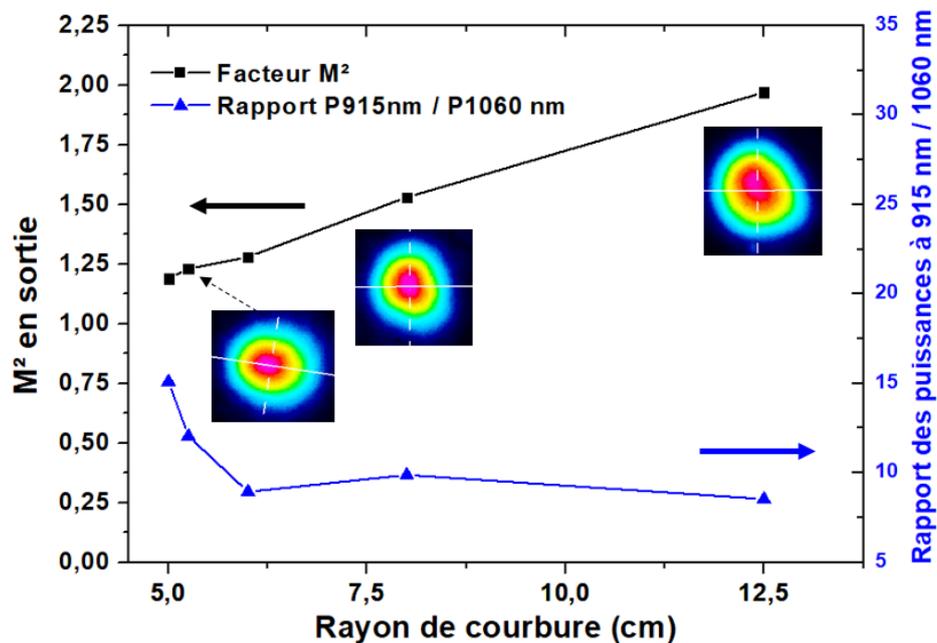


Figure III-29. Évolution du facteur M^2 et du rapport de la puissance à 915 nm sur la puissance à 1060 nm en fonction du rayon de courbure de la fibre n°14 fonctionnant en amplificateur (pour une puissance de sortie autour de 8W).

L'efficacité de cette technique d'enroulement progressif en spirale se vérifie sur les mesures expérimentales :

- Pour un rayon de courbure constant de 5 cm, la puissance à 915 nm mesurée dans le cœur est de 6,9 W sur une puissance totale de 7,9 W soit 87% ;
- Lorsque la fibre est enroulée en spirale avec un rayon augmentant progressivement entre 5 cm et 5,5 cm, la puissance mesurée dans le cœur est de 8,4 W sur une puissance totale de 8,8 W, soit plus de 95%.

Bien que le facteur M^2 soit très légèrement moins bon pour un enroulement en spirale ($M^2 \sim 1,23$ sur la Figure III-30) que pour un rayon de courbure constant de 5cm ($M^2 \sim 1,19$), la puissance de sortie est nettement plus élevée grâce à des pertes à 915 nm plus faibles. De plus, cette méthode présente également l'avantage de permettre un meilleur refroidissement de la fibre qui est alors toujours en contact avec la table optique, sans point de recouvrement. Dans la suite de ces travaux, la fibre est donc maintenue enroulée en spirale avec un rayon de courbure progressif entre 5 et 5,5 cm.

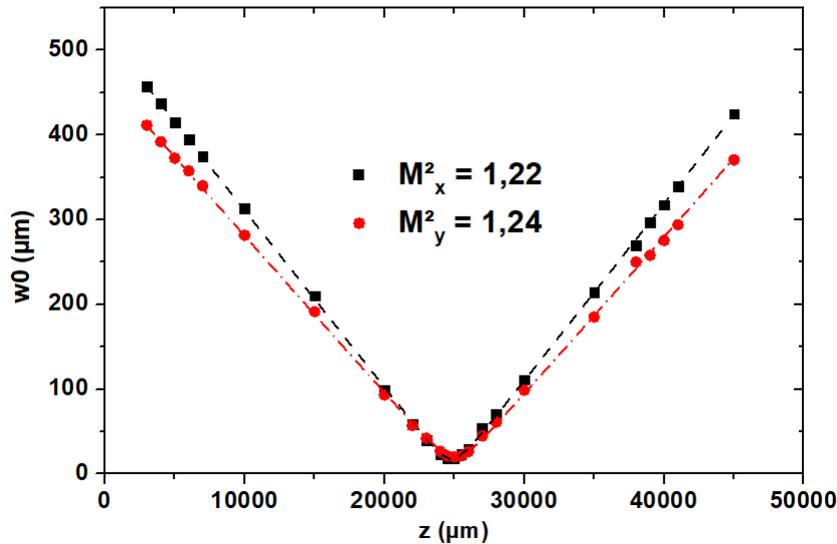


Figure III-30. Exemple de mesure du facteur M^2 pour un enroulement en spirale entre 5 cm et 5,5 cm avec une puissance de 8 W.

Dernier avantage de la configuration en spirale, le facteur M^2 n'évoluait pratiquement pas en fonction de la puissance de sortie. Pour une puissance de sortie supérieure à 20 W, le facteur M^2 était toujours inférieur à 1,3. Pour approfondir cette étude, il serait également intéressant de vérifier l'évolution du rapport P_{915}/P_{1060} et le rapport $P_{\text{cœur}}/P_{\text{gaine}}$ en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur. Quelques points de mesure ont été réalisés pour déterminer l'évolution du rapport $P_{\text{cœur}}/P_{\text{gaine}}$ lorsque la fibre est enroulée en spirale. Le pourcentage de puissance dans le cœur est de 89% pour une puissance de 4 W à 915 nm, de 95% pour une puissance de 8 W et de 96% pour une puissance de 16,3 W. Cette mesure rapide montre d'une part qu'un guidage par le gain permet d'éviter la fuite vers les modes de gaine et d'autre part confirme que l'enroulement en spirale semble être une méthode adaptée pour l'amplification forte puissance dans les fibres LMA à faible ON.

Conclusion

Pour résumer, ce chapitre présente le développement de deux sources impulsionnelles basées sur l'amplification dans des fibres LMA dopées Nd^{3+} . Après avoir rapidement présenté un cahier des charges visant à répondre à l'application de conversion de fréquence, nous avons donné les principales techniques pour générer des impulsions optiques.

Parmi ces méthodes, le régime déclenché (« *Q-switch* ») nous a semblé être un choix judicieux grâce à la génération, dès l'oscillateur, d'impulsions énergétiques qui impliquent ensuite l'utilisation d'un seul étage d'amplification. En effet, l'utilisation d'une fibre LMA (fibre n° 5) pour réaliser l'oscillateur « *Q-switch* » permet de générer une puissance crête de 1 kW avec des impulsions de 45 ns et une puissance moyenne supérieure à 2 W. Après amplification dans la fibre n° 14, la puissance crête est augmentée à 15 kW et la puissance moyenne est de 24 W. Au maximum de puissance, le spectre

subit un élargissement spectral inattendu (qui s'explique par les variations stochastiques au sein de l'impulsion) qui entraîne une largeur spectrale à la base supérieure au cahier des charges. Toutefois, la qualité de faisceau mesurée répond au cahier des charges avec un facteur $M^2 \sim 1,4$. Cette approche relativement simple nous a permis de réaliser une première source impulsionnelle qui répond en grande partie au cahier des charges. Cette source sera utilisée dans le chapitre 4 pour démarrer l'étude de la conversion de fréquence non-linéaire.

La seconde source développée est basée sur l'amplification d'une diode laser émettant en régime de commutation de gain des impulsions de durée sub-nanoseconde avec une faible puissance moyenne (<mW). Dans ce cas, il est nécessaire de mettre en œuvre plusieurs étages d'amplification, ce qui complexifie le montage. Cependant, cette méthode présente l'avantage d'une flexibilité accrue sur la fréquence de répétition, des durées d'impulsions plus courtes avec une meilleure stabilité temporelle qui limite l'élargissement spectral. La diode laser émet au départ une puissance moyenne de 0,4 mW, pour des impulsions d'une durée de 350 ps avec une fréquence de répétition de 2 MHz. Afin d'affiner spectralement la diode laser et d'ajuster la longueur d'onde d'émission, une cavité externe permet de rétro-injecter une partie du signal vers la diode laser. Après deux étages d'amplification intégrant des fibres à profil d'indice en W, la puissance moyenne est de 74 mW. Un troisième étage avec une configuration originale en double passage, basée sur la fibre n° 14 30/130 LMA PM, a été développé. Nous avons montré que cette approche permet de mieux saturer l'amplificateur, limitant ainsi fortement l'émission parasite à 1060 nm. Finalement, une puissance de 1,4 W est disponible pour injecter l'amplificateur de puissance basé également sur la fibre n° 14. Avec une puissance de pompe disponible de 200 W, le signal est amplifié jusqu'à 31 W pour 98 W de puissance de pompe. En prenant en compte le taux de polarisation et la puissance dans la gaine, la puissance crête utile est estimée à 26 kW. Une étude expérimentale sur le rayon de courbure de la fibre n°14 dans l'étage de puissance a permis d'améliorer nettement la qualité de faisceau ($M^2 \sim 1,2$) mais aussi de favoriser le gain à 915 nm (cf. chapitre II). Les effets non linéaires sont contenus puisque la largeur spectrale reste inférieure à 0,36 nm à mi-hauteur. Bien que la complexité de l'approche MOPA avec la diode laser et 4 étages d'amplification soit plus importante que pour la source en régime déclenché, les performances sont nettement améliorées et répondent largement au cahier des charges fixé.

Bibliographie du chapitre III

- [1] R. C. Benson et M. R. Mirarchi, « The Spinning Reflector Technique for Ruby Laser Pulse Control », *IEEE Trans. Mil. Electron.*, vol. 8, n° 1, p. 13-21, 1964, doi: 10.1109/TME.1964.4323106.
- [2] W. Buchman, W. Koechner, et D. Rice, « Vibrating mirror as a repetitive Q-switch », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 6, n° 11, p. 747-749, nov. 1970, doi: 10.1109/JQE.1970.1076353.
- [3] S. Z. Kurtev, O. E. Denchev, et S. D. Savov, « Effects of thermally induced birefringence in high-output-power electro-optically Q-switched Nd:YAG lasers and their compensation », *Appl. Opt.*, vol. 32, n° 3, p. 278, janv. 1993, doi: 10.1364/AO.32.000278.
- [4] R. Roy, P. A. Schulz, et A. Walther, « Acousto-optic modulator as an electronically selectable unidirectional device in a ring laser », *Opt. Lett.*, vol. 12, n° 9, p. 672, sept. 1987, doi: 10.1364/OL.12.000672.
- [5] L. J. Bromley et D. C. Hanna, « Single-frequency Q-switched operation of a diode-laser-pumped Nd:YAG ring laser using an acousto-optic modulator », *Opt. Lett.*, vol. 16, n° 6, p. 378, mars 1991, doi: 10.1364/OL.16.000378.
- [6] Y. Kalisky, A. Ben-Amar Baranga, Y. Shimony, et M. R. Kokta, « Cr⁴⁺ doped garnets: novel laser materials and non-linear saturable absorbers », *Opt. Mater.*, vol. 8, n° 1-2, p. 129-134, juill. 1997, doi: 10.1016/S0925-3467(97)00023-2.
- [7] W. Koechner, « Q-Switching », in *Solid-State Laser Engineering*, vol. 1, New York, NY: Springer New York, 2006, p. 488-533. doi: 10.1007/0-387-29338-8_9.
- [8] A. V. Denisov, A. G. Kuznetsov, D. S. Kharenko, S. I. Kablukov, et S. A. Babin, « Frequency doubling and tripling in a Q-switched fiber laser », *Laser Phys.*, vol. 21, n° 2, p. 277-282, févr. 2011, doi: 10.1134/S1054660X11040025.
- [9] A. G. Kuznetsov, E. V. Podivilov, et S. A. Babin, « Spectral broadening of incoherent nanosecond pulses in a fiber amplifier », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 29, n° 6, p. 1231, juin 2012, doi: 10.1364/JOSAB.29.001231.
- [10] K. Y. Lau, « Gain switching of semiconductor injection lasers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 52, n° 4, p. 257-259, janv. 1988, doi: 10.1063/1.99486.
- [11] L. C. SAS, « Drive Electronics for Pulsed Laser Diodes Power where it Matters ».
- [12] A. Iho, A. Tervonen, K. Yla-Jarkko, S. Tammela, et S. Honkanen, « Characterization of Modal Coupling of Bragg Gratings in Large-Mode-Area Fibers », *J. Light. Technol.*, vol. 29, n° 13, p. 2031-2038, juill. 2011, doi: 10.1109/JLT.2011.2157456.
- [13] A. V. Dostovalov *et al.*, « Femtosecond-pulse inscribed FBGs for mode selection in multimode fiber lasers », *Opt. Fiber Technol.*, vol. 52, p. 101988, nov. 2019, doi: 10.1016/j.yofte.2019.101988.
- [14] W. Mohammed et X. Gu, « Fiber Bragg grating in large-mode-area fiber for high power fiber laser applications », *Appl. Opt.*, vol. 49, n° 28, p. 5297, oct. 2010, doi: 10.1364/AO.49.005297.

IV. Émission laser bleue et UV par conversion de fréquence

Les sources impulsionnelles présentées au chapitre précédent permettent d'accéder à une émission laser (puissance crête, qualité de faisceau, polarisation rectiligne, faible largeur spectrale) qui présentent les caractéristiques nécessaires à une conversion de fréquence efficace dans des cristaux non linéaires. L'efficacité de la conversion dépend cependant de l'adéquation des cristaux non linéaires utilisés avec les propriétés spatiales et spectrales de l'onde IR incidente. Dans ce chapitre, nous présenterons rapidement le principe physique et les principales propriétés de la conversion de fréquence dans un cristal non linéaire en simple passage. Ces notions théoriques permettront à la fois de comprendre l'importance du choix des cristaux non linéaires utilisés mais aussi les conditions pratiques à respecter lors de leur mise en œuvre. Les résultats expérimentaux obtenus avec la source déclenchée à 905 nm en régime nanoseconde seront d'abord présentés en doublage de fréquence simple passage dans un cristal de LBO. L'émission dans le bleu à 452,5 nm ainsi obtenue est ensuite convertie dans l'UV à 226 nm à l'aide d'un cristal de BBO. La fin du chapitre est consacrée à la conversion de fréquence de la source basée sur une diode laser à commutation de gain en régime sub-nanoseconde à 915 nm. La cascade de conversion de fréquence reprend la configuration déjà utilisée pour la source déclenchée.

IV.1 Notions théoriques de base sur la conversion de fréquence

La conversion de fréquence des sources lasers est un processus d'optique non linéaire qui a été largement étudié théoriquement et expérimentalement dès l'avènement des premiers lasers [1]. Lorsqu'une onde électromagnétique optique traverse un milieu diélectrique transparent, la polarisation induite présente une réponse non linéaire au champ électrique incident si celui-ci est suffisamment intense (typiquement de l'ordre de $10^5 - 10^7$ V/m). Il en résulte la génération de nouvelles composantes spectrales en sortie. Lorsque le milieu est non centro-symétrique, ce phénomène entraîne une polarisation induite d'ordre 2 qui peut alors être exploitée pour générer des émissions laser à des fréquences harmoniques de l'onde fondamentale, correspondant à des longueurs d'onde qui peuvent être difficilement accessibles par une émission laser directe. La première observation expérimentale est réalisée dès 1961 [1]. L'équipe de Franken focalise alors dans une lame de quartz le faisceau d'un laser à rubis fonctionnant en régime impulsionnel à 694 nm, générant ainsi par doublage de fréquence optique une émission cohérente UV à 347 nm. En 1965, les principaux phénomènes optiques de conversion non linéaires de fréquence – dont la génération de seconde harmonique, la somme et la différence de fréquence, l'oscillation et l'amplification paramétriques – étaient mis en évidence [2]. Par la suite, le développement de nouveaux cristaux non linéaires plus adaptés, combiné à l'amélioration des performances des lasers à solide ou à fibre ont permis l'essor de cette technique afin de générer une multitude de nouvelles longueurs d'onde difficilement accessibles dans le visible et l'UV.

Loin d'une résonance en absorption, lorsque l'amplitude du champ électrique E_0 de l'onde lumineuse incidente devient non négligeable devant le champ électrique de cohésion interne E_{atome} dans

les atomes ou les molécules constituant le milieu non linéaire – la polarisation induite s’écrit, comme déjà évoqué dans le chapitre I – équation (1.6) :

$$\vec{P} = \vec{P}_L + \vec{P}_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} + \varepsilon_0 (\chi^{(2)} : \vec{E} \vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E} \vec{E} \vec{E} + \dots) \quad (4.1)$$

$$\text{Avec la polarisation linéaire : } P_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E \quad (4.2)$$

$$\text{Et la polarisation non linéaire : } P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 + \chi^{(3)} E^3 + \dots \quad (4.3)$$

$\chi^{(n)}$ étant la susceptibilité non linéaire d’ordre n.

La polarisation non linéaire peut alors être décomposée suivant un développement en série de puissances du champ électrique incident, comme exprimé dans l’équation (4.3). La composante quadratique proportionnelle à E^2 est responsable des effets non linéaires d’ordre 2. Pour des raisons de symétrie, elle n’est présente que dans les matériaux monocristallins non centro-symétriques et s’annule dans les gaz, les liquides ou les verres amorphes. La composante cubique proportionnelle à E^3 est responsable des effets non linéaires d’ordre 3. Cette composante cubique a déjà été décrite dans le chapitre I car elle est responsable des effets non linéaires (SPM, Raman...) observés dans les fibres optiques. Les termes d’ordre plus élevés sont en général négligés car leur amplitude est a priori nettement plus faible par rapport aux phénomènes d’ordres 2 et 3 présentés dans l’équation (4.3).

Pour illustrer les effets induits par la polarisation NL, nous supposons une onde électromagnétique incidente plane, monochromatique, de pulsation ω se propageant suivant l’axe Oz. Le champ électrique peut alors se mettre sous la forme :

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (4.4)$$

avec k la norme du vecteur d’onde associé dans le milieu non linéaire considéré. En remplaçant l’expression du champ électrique dans la polarisation non linéaire P^{NL} et en limitant le développement uniquement au terme non linéaire d’ordre 2, on obtient alors en $z = 0$:

$$P_{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E^2 = \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_0^2 \cos^2(\omega t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \cdot \frac{1}{2} E_0^2 (1 + \cos(2\omega t)) \quad (4.5)$$

La réponse NL d’ordre 2 du milieu contient alors un terme dépendant du temps de pulsation 2ω . Ce moment dipolaire oscillant émet une onde électromagnétique doublée en fréquence par rapport à l’onde incidente, soit une longueur d’onde associée divisée par deux par rapport au rayonnement incident. Ce processus correspond au phénomène de doublage de fréquence optique, également appelé SHG (de l’anglais *Second Harmonic Generation*). Le doublage de fréquence est un cas particulier de la somme de fréquence où les ondes incidentes, de pulsation ω_1 et ω_2 , génèrent par couplage non linéaire dans le milieu matériel une onde de pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Pour le doublage de fréquence, les deux ondes incidentes ont la même pulsation $\omega_0 = \omega_1 = \omega_2$ et produisent une onde de pulsation $2\omega_0$. En optique

quantique, cela correspond à l'addition de l'énergie $\hbar\omega_0$ de deux photons identiques pour former un photon avec une énergie doublée $\hbar2\omega_0$, comme illustré sur la Figure IV-1. Le processus est non-résonant avec le milieu matériel mais il peut être représenté sur un diagramme en énergie sous forme de transitions entre des niveaux virtuels.

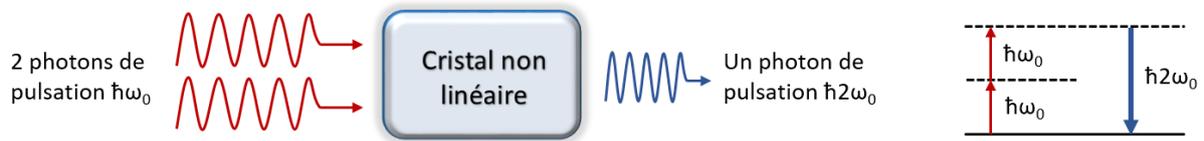


Figure IV-1. Principe du doublage de fréquence dans un cristal non linéaire et représentation en niveaux virtuels.

Dans le cadre du modèle ondulatoire, cela correspond à deux ondes – l'onde fondamentale et l'onde doublée - qui s'échangent de l'énergie par interaction non linéaire dans un milieu matériel transparent. L'onde fondamentale et l'onde doublée doivent rester synchronisées en phase sur la longueur du cristal pour que le processus de doublage de fréquence soit cumulatif et donc efficace. Pour cela, il faut que la vitesse de phase de l'onde fondamentale $v_\omega = c/n(\omega)$ soit égale à la vitesse de phase de l'onde doublée $v_{2\omega} = c/n(2\omega)$. Cette condition - dite d'accord de phase - implique que les indices de réfraction associés aux deux ondes soient égaux $n(\omega) = n(2\omega)$. Or, ce n'est généralement pas le cas à cause de la dispersion chromatique dans les cristaux non linéaires. Le désaccord de phase entre l'onde fondamentale et l'onde doublée pour une distance z parcourue dans le milieu NL peut s'écrire :

$$\Delta k \cdot z = (k_{2\omega} - 2k_\omega)z = \frac{2\omega}{c}(n_{2\omega} - n_\omega)z \quad (4.6)$$

Il existe alors deux possibilités :

- $\Delta k \neq 0$, le rendement de conversion varie périodiquement sur la longueur du cristal. On peut alors définir une longueur de cohérence L_c qui correspond à la distance pour laquelle le déphasage entre l'onde doublée créée en $z = 0$ puis s'étant propagée jusqu'en $z = L_c$ et l'onde fondamentale vaut π à $z = L_c$. Au-delà de cette longueur de cohérence, l'efficacité du doublage décroît jusqu'à $z = 2L_c$ car le mélange de fréquences diminue l'amplitude de l'onde doublée et renforce l'amplitude de l'onde fondamentale. Ce processus d'échange d'énergie entre l'onde fondamentale et l'onde doublée est alors périodique avec une période spatiale égale à $2L_c$.
- $\Delta k = 0$, la condition d'accord de phase est respectée. Le déphasage étant constamment nul, l'effet de conversion de l'onde fondamentale vers l'onde doublée est alors cumulatif au cours de la propagation et le rendement augmente proportionnellement au carré de la longueur du matériau (si l'on se place dans l'approximation en onde plane).

La Figure IV-2 montre l'évolution de l'intensité associée à l'onde doublée en fonction de la distance parcourue dans le milieu non linéaire lorsque la condition d'accord de phase est respectée ($\Delta k = 0$) et lorsque le déphasage est non nul entre l'onde doublée et l'onde fondamentale ($\Delta k \neq 0$).

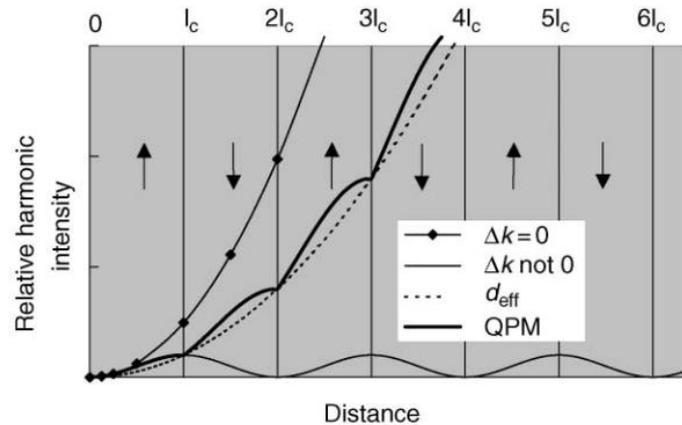


Figure IV-2. Évolution de l'intensité du processus de doublage de fréquence en fonction de la distance de propagation dans le milieu non linéaire pour $\Delta k = 0$, $\Delta k \neq 0$ et en QPM [3].

Dans le cas d'un déphasage non nul, l'interaction entre les deux ondes devient destructrice pour l'onde doublée lorsque $L_c < z < 2L_c$. L'intensité de l'onde doublée décroît à partir de $z = L_c$ jusqu'à devenir nulle pour $z = 2L_c$. La valeur de la longueur de cohérence L_c étant très faible dans les cristaux NL (typiquement quelques μm à quelques dizaines de μm), il n'est donc pas possible d'obtenir un processus de doublage efficace dans ces conditions.

Une première technique pour s'affranchir de cette limitation est applicable pour des matériaux NL ferroélectriques. On peut citer par exemple les cristaux de niobate de lithium (LiNbO_3) ou de phosphate de titane et de potassium (KTiOPO_4 ou KTP). Cette technique est suggérée dès 1962 par Armstrong et al. [4] et les réalisations techniques de PPLN sont décrites en 1992 par Fejer et al. [5]. Elle consiste à basculer périodiquement par des méthodes de micropoling l'orientation des domaines ferroélectriques du matériau non linéaire afin d'inverser le signe du tenseur $\chi^{(2)}$ de susceptibilité NL d'ordre 2 pour compenser le déphasage de π introduit sur une longueur de propagation égale à L_c . Cette micro-structuration périodique des domaines ferroélectriques permet de compenser le déphasage accumulé sur la distance L_c (courbe trait plein épais sur la Figure IV-2). Cette méthode est désignée par l'expression « quasi accord de phase » (ou QPM = *Quasi Phase Matching* en anglais) et les cristaux associés seront indiqués par le préfixe « pp » (pour périodiquement polarisé) suivi par le nom de la matrice cristalline dans la suite du chapitre. Elle est désormais bien maîtrisée technologiquement et permet de réaliser différentes géométries de cristaux NL (QPM + guides d'ondes, variation en éventail de la période pour ajuster continument la condition du QPM par translation latérale du cristal... [6]). Bien que les cristaux périodiquement polarisés présentent un coefficient non linéaire effectif d_{eff} élevé – l'efficacité d'un milieu NL d'ordre 2 est en général décrite par un coefficient NL effectif noté d_{eff}

directement proportionnel à $\chi^{(2)}$ en prenant en compte les polarisations des ondes – et la possibilité d'utiliser des matériaux non biréfringents, ils ne sont pas adaptés à la forte puissance, notamment à cause de leur faible épaisseur ($<500 \mu\text{m}$) liée à la technique utilisée pour réaliser l'orientation permanente des domaines ferroélectriques. D'autre part, la période spatiale de ces domaines ferroélectriques $A = 2.L_c = \lambda/2(n_{(2\omega)} - n_{(\omega)})$ est directement proportionnelle à λ . Dans le cas d'une onde fondamentale de courte longueur d'onde, elle devient très réduite (quelques μm) et difficile à réaliser en pratique. On peut alors augmenter la période spatiale pour fonctionner au 2^e ou 3^e ordre mais cela réduit fortement l'efficacité de conversion [7].

Une seconde méthode pour obtenir un accord de phase entre les deux ondes, repose sur l'utilisation d'un matériau biréfringent dont l'indice de réfraction dépend de la direction de propagation de l'onde lumineuse et de son état de polarisation. Dans un cristal biréfringent uniaxe, les propriétés optiques du milieu se repèrent par rapport à l'unique axe optique du cristal qui correspond à une direction particulière par rapport à la structure cristalline. Lorsque la direction de propagation coïncide avec cet axe optique, le milieu semble isotrope. Pour une direction de propagation quelconque par rapport à l'axe optique, le milieu devient au contraire biréfringent et on définit alors les indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e associés aux deux états propres de polarisation orthogonaux. L'état ordinaire (o) auquel est associé l'indice de réfraction ordinaire n_o correspond à une polarisation rectiligne perpendiculaire au plan contenant l'axe optique et la direction de propagation. L'état extraordinaire (e) auquel est associé l'indice de réfraction extraordinaire n_e correspond à une polarisation rectiligne dans le plan contenant l'axe optique et la direction de propagation. Il est alors possible d'obtenir l'accord de phase entre l'onde fondamentale et l'onde doublée en ajustant convenablement l'orientation de l'axe optique du cristal par rapport à la direction de propagation, ainsi que les états de polarisation à ω et 2ω (voir Figure IV-3). On distingue alors deux types d'interactions. L'interaction de type I (ee-o ou oo-e) est caractérisée par une onde à la pulsation ω dont la polarisation produit une onde à 2ω de polarisation orthogonale à l'onde du fondamental. L'interaction de type II (eo-e ou oe-o) correspond à une onde fondamentale polarisée rectilignement à 45° du plan contenant l'axe optique et la direction de propagation. Elle fait intervenir les deux composantes orthogonales ordinaire et extraordinaire du champ électrique de l'onde fondamentale à la pulsation ω et produit une onde doublée polarisée rectiligne suivant une des deux polarisations propres. À titre d'exemple, la Figure IV-3 montre l'évolution des indices ordinaire et extraordinaire en fonction de la longueur d'onde pour le cristal uniaxe négatif de KDP. Pour un angle $\theta_m = 41,2^\circ$ entre la direction de propagation et l'axe optique du cristal, on obtient $n_{e(532\text{nm})} = n_{o(1064\text{nm})}$ ce qui permet d'obtenir l'accord de phase afin de réaliser un doublage de fréquence de type I pour un laser fonctionnant à $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$. L'accord de phase par biréfringence peut être obtenu dans le cristal de KDP à condition de pouvoir choisir précisément l'angle θ_m pour satisfaire soit à $n_{e,2\omega}(\theta_m) = n_{o,\omega}$ (accord de type I), soit à $n_{e,2\omega}(\theta_m) = 1/2[n_{o,\omega} + n_{e,\omega}]$ (accord de type II).

Suivant le cristal NL et la longueur d'onde fondamentale envisagée, cet accord de phase par biréfringence n'est pas toujours réalisable. D'autre part, cela entraîne également une limitation sur l'acceptance angulaire et spectrale du processus NL ce qui aboutit à des contraintes importantes sur les propriétés spectrales et spatiales pour l'onde fondamentale. Enfin, il est nécessaire que les cristaux NL sélectionnés soient parfaitement transparents aux différentes longueurs d'onde qui interagissent pour que ce processus soit efficace.

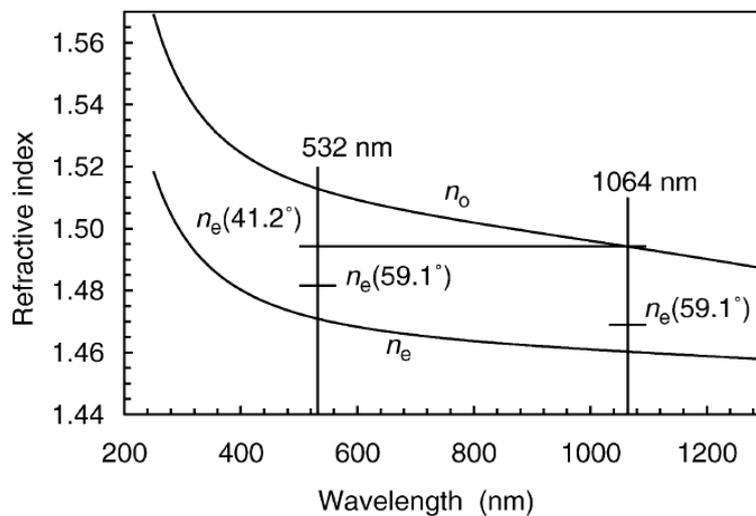


Figure IV-3. Évolution de $n_e(\theta)$ et n_o en fonction de la longueur d'onde et de l'angle θ_m entre l'axe du cristal et la direction de propagation pour une interaction de type I dans un cristal de KDP [3].

D'autres cristaux NL (par exemple : LiB_3O_5 ou LBO, KTiOPO_4 ou KTP) également largement utilisés pour la conversion de fréquences sont des matériaux biréfringents biaxes. En raison de leur structure cristalline fortement anisotrope, ils possèdent alors deux axes optiques. Les indices de réfraction sont alors repérés à partir des axes principaux x, y et z de l'ellipsoïde des indices auxquels sont associés les indices n_x , n_y et n_z avec $n_x < n_y < n_z$. Pour réaliser l'accord de phase, il est alors nécessaire d'ajuster convenablement la direction d'orientation du cristal par rapport à la direction de propagation suivant deux directions angulaires spécifiques (notées θ et φ dans la suite). L'angle θ (theta) est l'angle d'inclinaison polaire par rapport à l'axe z tandis que l'angle φ (phi) est l'angle azimutal mesuré à partir de l'axe x vers l'axe y dans le plan Oxy.

Pour une direction de propagation quelconque dans un cristal biaxe, il existe 2 états propres de polarisation auxquels sont associés deux indices de réfraction n' et n'' ($n' < n''$). L'accord de phase correspond donc à déterminer les angles θ et φ pour obtenir $n'(2\omega) = n''(\omega)$. Comme pour les cristaux uniaxes, l'accord de phase dans les cristaux biaxes peut être de type I ou de type II suivant les polarisations associées à n' et n'' . Dans certains cas, on peut également modifier la température pour obtenir l'ajustement des indices de réfraction recherché. On parle alors d'accord de phase en température.

Dans le cas le plus général, l'accord de phase par biréfringence présente un inconvénient majeur lié au phénomène de double réfraction. En effet, bien que les vecteurs d'onde à ω et 2ω soient colinéaires lors d'un doublage de fréquence, les vecteurs de Poynting associés – qui décrivent la direction de l'énergie transportée - ne le sont pas nécessairement dans un milieu biréfringent. Il en résulte un phénomène de double réfraction qui entraîne un décalage (ou « walk-off ») spatial entre les faisceaux lumineux associés à ω et 2ω au cours de la propagation dans le cristal NL biréfringent. Le walk-off se traduit donc par un recouvrement de plus en plus faible le long du cristal NL entre les faisceaux qui interagissent, réduisant significativement l'efficacité de conversion. Il entraîne également une déformation sur un axe et introduit de l'astigmatisme sur le faisceau généré par doublage. L'angle de walk-off ρ dépend du cristal non-linéaire considéré et des longueurs d'onde associées. Il est possible dans certaines conditions d'orientation et de température d'annuler l'effet néfaste du walk-off. On parle alors d'accord de phase non critique (NCPM = Non Critical Phase Matching). Ces conditions permettent d'obtenir des rendements de conversions plus élevés et sont à privilégier lorsqu'elles sont réalisables. L'effet négatif du « walk-off » lié à un angle de double réfraction ρ élevé peut également être partiellement compensé en segmentant le cristal non linéaire et en basculant de 180° l'orientation entre chaque segment du cristal NL. De cette façon, les directions de walk-off de chaque segment s'opposent et se compensent en partie tout en conservant la condition d'accord de phase [8]. Toutefois, l'assemblage est difficile à réaliser car les contraintes angulaires d'alignement des segments sont très importantes pour maintenir un accord de phase sur l'assemblage.

IV.2 Choix du cristal pour le doublage de fréquence

Après ces brefs rappels théoriques sur la technique de doublage de fréquence, nous allons maintenant tenir compte des spécificités des deux sources lasers impulsionnelles développées pour choisir le cristal NL le plus adapté pour réaliser le doublage de fréquence de l'infrarouge proche, vers 910 nm, au domaine spectral bleu, vers 455 nm. Dans un premier temps, nous listerons les cristaux NL envisageables pour notre application, puis nous ferons une estimation des performances attendues avec chacune des sources.

Pour choisir le cristal NL le plus pertinent pour l'étage de doublage de fréquence en simple passage, il est important de considérer les critères de sélection suivants :

- Domaine spectral de transparence du matériau ;
- Coefficient non linéaire effectif d_{eff} ;
- Plage spectrale d'accord de phase possible par biréfringence ;
- Présence de walk-off ou possibilité d'un accord de phase non critique (NCPM) ;
- Acceptance spectrale ;
- Acceptance angulaire ;
- Seuil de dommage et hygroscopie ;

En considérant les deux longueurs d'onde mises en jeu dans le processus de doublage des sources lasers développées, les cristaux envisageables et disponibles commercialement sont le ppLNB (Periodically Poled Lithium Niobate), le ppKTP (*Periodically Poled Potassium Titanyl Phosphate*), le ppSLT (LiTaO_3 *Periodically Poled Stoichiometric Lithium Tantalate*) et ppLBGO (*Periodically Poled LaBGeO₅*), le LBO (LiB_3O_5 ou Triborate de Lithium) et le BiBO (BiB_3O_6 ou Borate de Bismuth). Les cristaux périodiquement polarisés présentent des seuils d'endommagement bas ($<1 \text{ J/cm}^2$ [9]) et des effets photo-réfractifs sont observés pour des puissances doublées ($\sim 1\text{W}$) nettement inférieures au cahier des charges fixé [10]. Bien qu'ils soient très adaptés pour des puissances faibles et un fonctionnement en régime continu, ils semblent peu envisageables pour fonctionner avec des impulsions courtes et des puissances moyennes élevées. Au contraire, les monocristaux fonctionnant par accord de phase par biréfringence présentent généralement des seuils d'endommagement nettement plus élevés que les cristaux périodiquement polarisés. Bien qu'ils présentent également une double réfraction qui réduit l'efficacité de conversion et détériore la qualité de faisceau de l'onde doublée, ils semblent être à priori un choix plus judicieux pour notre application en régime impulsionnel, compte tenu des puissances crêtes élevées en sortie.

Cristal	pp-KTP [18]	pp-SLT	BiBO [12]	LBO [19]
d_{eff} (pm/V)	9,91	5,34	3,56	0,8 (type I)
Walk-off (mrad)	0	0	44,87	12,5 (type I)
Sensibilité photo réfractive	Importante	Moyenne	Faible	Très faible
Absorption résiduelle dans le visible	Importante ($T_{(L=1\text{cm})} = 85\% @ 450 \text{ nm}$)	Moyenne	Faible	Faible
Hygroscopie	Aucune	Aucune	Moyenne	Très faible
Type d'accord de phase et angle associés	QPM ($\Lambda = 5,43 \mu\text{m}$ 910 nm vers 455 nm)	QPM ($\Lambda = 4,77 \mu\text{m}$ 910 nm vers 455 nm)	Biréfringent Type I $\theta=159,3^\circ ; \varphi=90^\circ$	Biréfringent Type I $\theta=90^\circ ; \varphi=22.04$
Seuil dommage (1064 nm / 10ns)	$<600 \text{ MW/cm}^2$	$<1 \text{ GW/cm}^2$	$>5 \text{ GW/cm}^2$	$>15\text{GW/cm}^2$

Tableau IV-I. Propriétés principales des cristaux les plus adaptés pour le doublage de fréquence de 910 nm \rightarrow 455 nm.

Le Tableau IV-I résume les principales caractéristiques des 4 cristaux présélectionnés. Parmi les cristaux NL adaptés pour réaliser un accord de phase par biréfringence, nous retenons les cristaux

biaxes de BiBO et de LBO [11]. Le BiBO possède un coefficient non linéaire effectif élevé $d_{eff} = 3,56$ pm/V pour un accord de phase de type I à 910 nm mais également un angle de walk-off très important ($\rho = 45,5$ mrad) et une hygroscopie non négligeable [12]. L'objectif étant de réaliser une cascade de deux étages de doublage de fréquence pour atteindre l'UV profond, l'angle de walk-off est un paramètre essentiel à considérer. En effet, en plus de réduire l'efficacité de conversion, la double réfraction réduit considérablement la qualité spatiale du faisceau bleu généré en introduisant de l'ellipticité et de l'astigmatisme, qui va ensuite se répercuter sur l'étage de quadruplage de fréquence. Le LBO est actuellement le cristal non linéaire le plus utilisé dans les processus de doublage de fréquence dans ces gammes de longueur d'onde [13]–[15]. Bien que le coefficient non linéaire effectif du LBO ($d_{eff} = 0,8$ pm/V pour une conversion 910 nm \rightarrow 455 nm en type I) soit environ 4 fois plus faible que celui du BiBO, l'angle de walk-off est également 3-4 fois plus faible ($\rho = 12,6$ mrad). De plus, l'hygroscopie très faible et le seuil d'endommagement très élevé du LBO (74 J/cm² à 532 nm [16]) en font un très bon matériau NL pour des systèmes laser industriels avec une durée de vie acceptable. Par contre, l'accord de phase non critique (permettant de supprimer le walk-off) est impossible à obtenir pour le BiBO et difficile à satisfaire pour le LBO. En effet, le LBO nécessite une température élevée d'environ 300°C ([17]) ce qui complexifierait nettement le montage.

Finalement, nous avons choisi de réaliser l'étape de doublage de fréquence à l'aide d'un cristal de LBO en accord de phase critique de type I. Deux cristaux ont été approvisionnés auprès d'EKSMA : un premier cristal avec une longueur de 10 mm et une section de 3 x 3 mm², un second cristal de 20 mm de long et une section de 3 x 3 mm². Les deux cristaux sont orientés pour une conversion de fréquence de type I à 910 nm en incidence normale ($\theta = 90^\circ$ et $\varphi = 21,3^\circ$) et les faces d'entrées et de sorties sont traitées antireflet à $\lambda = 910$ nm et 455 nm. La Figure IV-4 montre la transmission du cristal de LBO sur la plage spectrale entre 178 nm et 3150 nm. La transmission optique à 910 nm est supérieure à 99% et vaut environ 97% à 455 nm. Bien que la transmission élevée à 455 nm n'impacte pas vraiment la puissance doublée en sortie, l'absorption résiduelle peut provoquer un gradient thermique dans le cristal ce qui entraîne un accord de phase qui évolue le long du cristal. Ce gradient de température peut alors entraîner une plus faible efficacité de conversion.

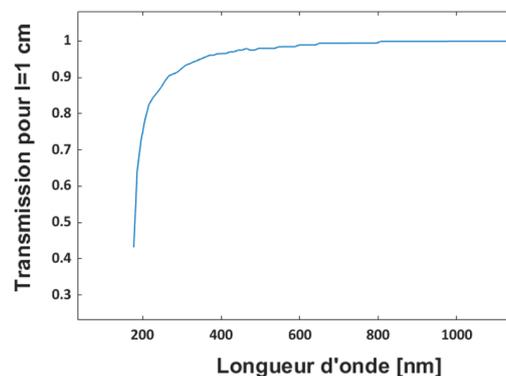


Figure IV-4. Transmission du cristal de LBO [20].

En utilisant un calcul analytique simple, il est possible d'estimer l'efficacité de doublage pour une configuration en simple passage avec des faisceaux gaussiens focalisés avec la même longueur de Rayleigh. À l'aide de la relation établie initialement par Boyd et Kleinman [21], on définit un rendement de conversion η comme le rapport de la puissance doublée sur la puissance fondamentale [22] :

$$\eta \equiv \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = KP_\omega lk_\omega h(\sigma, B, \xi) \quad (4.7)$$

Avec

$$K = \frac{2\omega^2 d_{eff}^2}{\varepsilon_0 n_\omega^2 n_{2\omega} c^3 \pi}$$

P_ω et $P_{2\omega}$ sont respectivement les puissances de l'onde fondamentale à l'entrée du cristal et de l'onde doublée à sa sortie, l la longueur du cristal de LBO et $k_\omega = \omega n_\omega / c$ le vecteur d'onde pour l'onde fondamentale dans le cristal. La fonction $h(\sigma, B, \xi)$ varie entre 0 et 1 et est définie par Boyd et Kleinman :

$$h(\sigma, B, \xi) = \frac{1}{4\xi} \iint_{-\xi}^{\xi} \frac{e^{i\sigma(\tau-\tau')} e^{-B^2(\tau-\tau')^2/\xi}}{(1+i\tau)(1-i\tau')} d\tau d\tau' \quad (4.8)$$

La fonction h pondère les contributions à la puissance doublée pour les différentes positions en z le long du cristal NL pour un accord de phase de type I. Les trois paramètres de la fonction h sont : $\xi = \frac{l}{w_0^2 k_\omega}$ le paramètre de focalisation où w_0 représente le rayon de waist au point de focalisation supposé situé au centre du cristal en $z = l/2$, $\sigma = \frac{w_0^2 k_\omega \Delta k}{2}$ le paramètre normalisé décrivant l'erreur d'accord de phase et $B = \left(\frac{\rho}{2}\right) \sqrt{l k_\omega}$ le paramètre de walk-off sans dimension avec un angle de walk-off ρ .

Si on se place dans le cas d'une focalisation qui n'est pas trop petite dans le cristal de LBO, la fonction h peut être approximée par une fonction g plus simple à calculer [22] :

$$g(B, \xi) = \text{atan}(\xi) \tanh\left(\frac{\pi^{1/2}}{2B\xi^{1/2}}\right) \quad (4.9)$$

À l'aide de l'équation (4.9), on peut donc facilement avoir une première estimation de l'efficacité attendue et trouver les conditions de focalisation qui permettent d'optimiser le rendement de doublage de fréquence.

On rappelle que l'on dispose de deux cristaux de LBO, de longueurs $l = 10$ mm et 20 mm. À l'aide du logiciel SNLO [20], qui est reconnu comme fiable par la communauté scientifique, on peut obtenir les indices de réfraction du LBO associés à l'onde fondamentale et à l'onde doublée lorsque l'accord de phase est respecté : $n_\omega = n_{2\omega} = 1,608$. On peut également évaluer le coefficient non linéaire effectif $d_{eff} = 0,802$ pm/V pour un accord de phase de type I et l'angle de walk-off $\rho = 12,5$ mrad à 910 nm. On peut alors calculer à partir de l'équation (4.9) la valeur de $g(B, \xi)$ en fonction de la taille du waist w_0 au centre du cristal pour une longueur de 10 mm et 20 mm et une longueur d'onde de 910 nm. La

courbe obtenue est présentée sur la Figure IV-5.a). Le waist optimal est de $24,3 \mu\text{m}$ et $35,2 \mu\text{m}$ pour une longueur l du cristal de LBO égale à 10 mm et 20 mm respectivement, donnant une valeur maximale de la fonction g de 0,33 et 0,24. On peut ensuite, à l'aide de l'équation (4.7), déterminer dans les deux cas le rendement maximal qu'on peut espérer obtenir. Pour un cristal de 10 mm, le rendement calculé est de 4.10^{-5} W^{-1} et de $5,7.10^{-5} \text{ W}^{-1}$ pour un cristal de 20 mm. Il faut cependant noter que ce calcul ne prend pas en compte la largeur spectrale de l'onde infrarouge, la qualité réelle des faisceaux et le taux de polarisation de l'onde incidente. Par conséquent, les résultats du calcul, présentés sur la Figure IV-5, correspondent à la limite haute que l'on peut espérer obtenir par l'expérience.

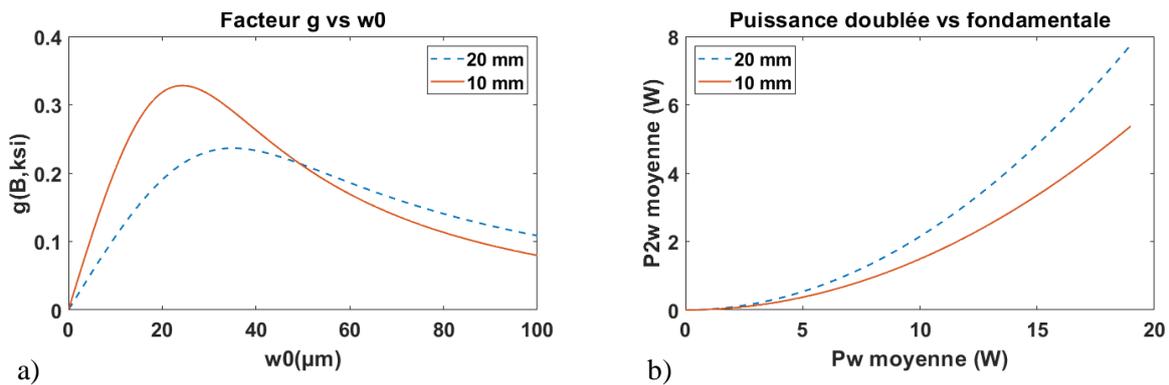


Figure IV-5. a) Évolution du facteur g en fonction du diamètre de waist du faisceau. b) Puissance moyenne doublée en fonction de la puissance moyenne incidente.

En prenant une impulsion gaussienne de durée à mi-hauteur égale à 45 ns, une fréquence de répétition de 40 kHz et une puissance utile de 19 W (estimée dans le cas de la source Q-switch avec une puissance crête de 10 kW), une puissance supérieure à 7 W dans le domaine spectral bleu peut potentiellement être générée avec un cristal de 20 mm. Pour un cristal de 10 mm, la puissance maximale en adaptant le waist à l'optimum est estimée à 5,4 W. Cette première estimation montre donc qu'un cristal de 20 mm permet d'obtenir le meilleur rendement de conversion non-linéaire, en supposant une onde fondamentale parfaitement monofréquence.

IV.3 Choix du cristal pour le quadruplage de fréquence

Pour réaliser l'étage de quadruplage de fréquence à partir de l'infrarouge autour de 910 nm, le choix du cristal est très limité. Parmi les cristaux disponibles commercialement, seuls deux cristaux NL offrent la possibilité de réaliser une conversion de 455 nm vers 227,5 nm : le CLBO ($\text{CsLiB}_6\text{O}_{10}$ - borate de césium et de lithium) et le BBO ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ - bêta-borate de baryum). Bien que le CLBO présente une efficacité de conversion plus élevée que le BBO pour une longueur d'onde quadruplée inférieure à 260 nm (grâce à la possibilité de réaliser l'accord de phase non critique [23]), l'accord de phase non critique devient impossible à réaliser pour notre application à 455 nm. En effet, pour cette longueur d'onde le cristal de CLBO doit être maintenu à une température inférieure à -15°C [23]. Or le cristal de CLBO est fortement hygroscopique et doit être maintenu à une température élevée pour assurer une durée de vie acceptable du cristal [24]. Le $\beta\text{-BBO}$ est donc le seul cristal non linéaire disponible

commerciallement permettant d'obtenir un accord de phase à température ambiante pour réaliser la conversion de 455 nm à 227,5 nm. Il s'agit d'un cristal NL uniaxe négatif qui possède un coefficient non linéaire relativement élevé, $d_{eff} = 1,36$ pm/V pour la conversion 455 nm \rightarrow 227,5 nm. Cependant, l'accord de phase de type I obtenu est critique et présente un angle de walk-off important ($\rho=74,9$ mrad) et une acceptation spectrale faible, estimée à $\Delta\lambda = 0,091$ nm (largeur totale du pic central) pour une longueur de cristal choisie égale à 8 mm. La section du cristal vaut 3 x 3 mm et un accord de phase critique de type I (indice de réfraction égal à 1,683) est obtenu pour un angle $\theta = 61,9^\circ$, avec un traitement antireflet à 455 nm et 227 nm sur les deux faces.

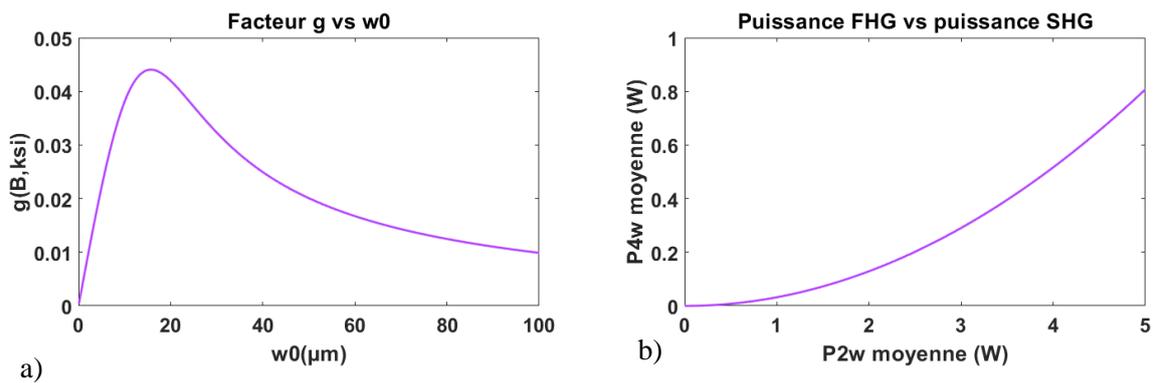


Figure IV-6.a) Facteur $g(B, \zeta)$ en fonction du waist au centre du cristal de BBO de 8 mm pour le quadruplage de fréquence.
 b) Puissance convertie à 226 nm en fonction de la puissance incidente à 452 nm.

En utilisant l'équation (4.9), on peut estimer la taille de faisceau au waist permettant d'optimiser le rendement de conversion du bleu à l'UV. La Figure IV-6.a) montre l'évolution de $g(B, \zeta)$ en fonction de la taille du waist w_0 . Le maximum de la fonction g correspond à une valeur du waist optimal calculée égale à 15,7 μm . Dans ces conditions de focalisation, en prenant en compte la forme temporelle des impulsions générées par la source Q-switch, on peut espérer une puissance UV à 226 nm de l'ordre de 0,8 W pour 5 W de puissance incidente à 455 nm avec un taux de répétition de 40 kHz et une durée d'impulsion de 50 ns soit une puissance crête de 2,5 kW (Figure IV-6.b).

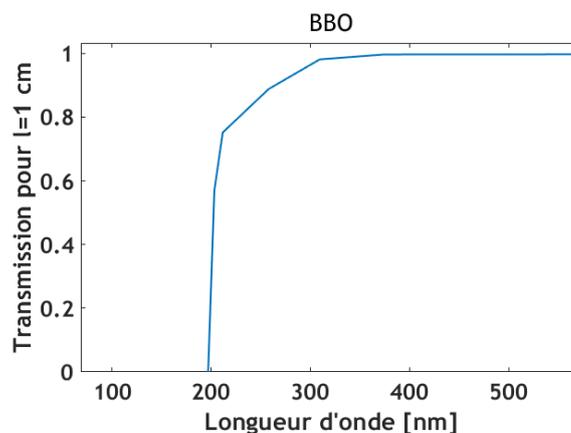


Figure IV-7. Transmission du cristal de BBO [20].

La transmission du BBO pour une longueur de cristal traversée de 1 cm est représentée la Figure IV-7. Pour une longueur d'onde de 227 nm, on se trouve en bordure de la fenêtre de transparence avec une transmission estimée à environ 0,82. À faible puissance (<500 mW), l'absorption d'une partie de l'onde doublée ne pose pas de problèmes majeurs. Cependant, pour des puissances de l'ordre du Watt, l'absorption UV peut endommager le cristal en créant des centres colorés. D'autre part, cette absorption résiduelle, comme déjà indiqué pour le LBO, risque de créer un fort gradient de température modifiant localement l'accord de phase [25].

IV.3.1 Conversion de fréquence en cascade $\omega \rightarrow 2\omega \rightarrow 4\omega$, double réfraction et conséquences

Le choix d'un simple passage pour chaque étage de conversion ($\omega \rightarrow 2\omega$ puis $2\omega \rightarrow 4\omega$) permet d'obtenir un montage relativement simple et robuste qui peut être intégré relativement facilement dans un système laser industriel. Il faut toutefois prendre en compte que l'accord de phase critique imposé par les deux cristaux NL sélectionnés entraîne un walk-off spatial non négligeable. Le cristal LBO présente un angle de double réfraction (walk-off) de $\rho=12,5$ mrad pour une conversion de fréquence de type I à 910 nm vers 455 nm. Le faisceau en sortie sera donc déformé avec une section elliptique. Lors du quadruplage de fréquence dans le cristal de BBO, le faisceau bleu focalisé au waist sera donc également allongé. Il faut alors trouver un compromis entre les tailles du faisceau sur chaque axe, ce qui ne correspond plus au cas optimal étudié sur la figure IV-6-a.

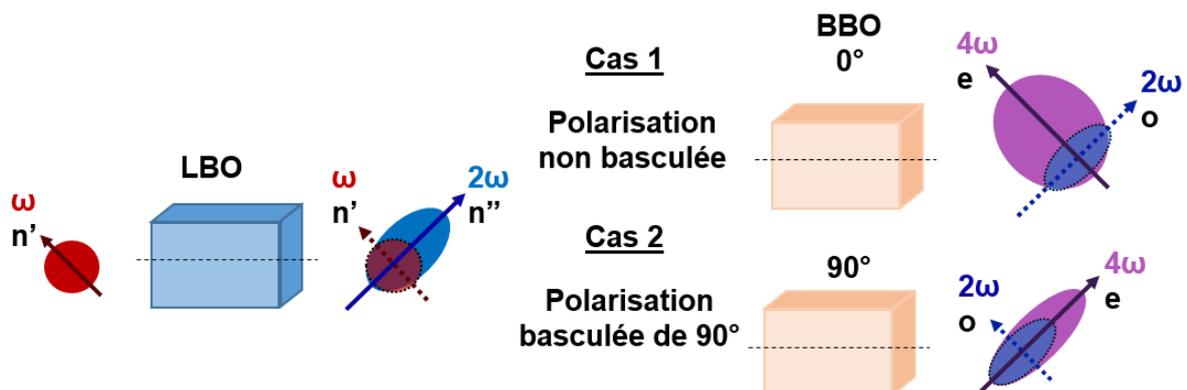


Figure IV-8. Schéma de principe pour la cascade de conversion de fréquence IR→bleu→UV et influence de l'orientation du faisceau elliptique par rapport à l'état de polarisation. ω , 2ω et 4ω désignent respectivement la pulsation fondamentale, doublée et quadruplée. n' et n'' sont les indices correspondant aux axes propres de polarisation dans le cadre d'un cristal biaxe (voir fin de la section IV.1). e et o désignent les axes de polarisation extraordinaire et ordinaire dans un uniaxe.

En effet, le cristal de BBO présente une faible acceptation angulaire et un angle de double réfraction (walk-off) très important pour cette conversion. À l'aide d'une lame demi-onde permettant d'ajuster la polarisation, il est possible de limiter l'impact de la double réfraction (walk-off) dans le BBO [19]. Comme schématisé sur la Figure IV-8, le faisceau bleu à 2ω est elliptique en sortie du LBO. Compte

tenu de l'accord de phase type I réalisé dans le LBO, l'état de polarisation du faisceau bleu en sortie du cristal de LBO est rectiligne, aligné sur l'axe d'étirement dû au phénomène de walk-off. Pour réaliser l'accord de phase de type I, il faut que la polarisation du faisceau bleu corresponde à l'état ordinaire dans le cristal de BBO puisqu'il s'agit d'un milieu uniaxe négatif. L'onde générée à 4ω possède alors une polarisation suivant l'axe extraordinaire qui subit également un phénomène de walk-off dans le BBO. Ce nouvel effet de walk-off est encore plus marqué ($\rho=74,9\text{mrad}$) que celui obtenu dans le LBO et déforme fortement le faisceau UV généré. Si on ne change pas l'orientation de la polarisation du faisceau bleu en entrée (cas 1), la déformation du faisceau UV due au walk-off dans le BBO se fait dans la direction perpendiculaire à celle du faisceau elliptique bleu généré dans le cristal de LBO. Dans ce cas, le recouvrement entre l'onde 2ω et l'onde 4ω diminue très rapidement lors de la propagation dans le cristal de BBO. Cette situation est donc très défavorable pour l'efficacité du quadruplage en fréquence. Dans le cas 2, la polarisation du faisceau bleu est basculée de 90° à l'aide d'une lame demi-onde. La polarisation bleue est alors perpendiculaire à l'élongation du faisceau à 455 nm. Le walk-off UV dans le cristal de BBO a lieu suivant l'axe de grande dimension du faisceau bleu. Le recouvrement entre le faisceau fondamental et le faisceau doublé est alors nettement meilleur au cours de la propagation dans le BBO, ce qui est donc favorable pour l'efficacité de conversion. Ce point sera confirmé à la fois par des simulations numériques et expérimentalement dans la suite du chapitre pour évaluer quantitativement l'amélioration de rendement que l'on peut ainsi espérer obtenir.

IV.4 Résultats expérimentaux en régime nanoseconde

La sortie de la source laser Q-switch avec un étage d'amplification présentée dans la partie III.2 est utilisée pour réaliser la première expérience de conversion de fréquence. Cette source présente une puissance moyenne de 24 W au maximum de la puissance de pompage (55 W). Pour un taux de répétition fixée à 40 kHz et une durée d'impulsion de 45 ns, la puissance crête est alors d'environ 13 kW. En prenant en compte le PER (11,5 dB) et en filtrant la puissance contenue dans la gaine, on estime que la puissance moyenne utile provenant du cœur avec le bon état de polarisation est de 19,1 W, soit une puissance crête de 10 kW. La qualité de faisceau mesurée correspond à un facteur de mérite $M^2 \sim 1,4$.

IV.4.1 Montage expérimental

Le faisceau IR est d'abord doublé en simple passage dans un cristal non linéaire de LBO de 20 mm taillé pour réaliser l'accord de phase de type I. Le faisceau bleu obtenu est ensuite collimaté puis focalisé dans un cristal de BBO de 8 mm pour réaliser le quadruplage de fréquence dans l'UV. Le montage expérimental est représenté schématiquement sur la Figure IV-9. Le faisceau en sortie de la fibre LMA Nd 30/130 μm est d'abord collimaté à l'aide d'une lentille (L1) d'une distance focale de 15 mm. Un filtre dichroïque (DM 1) supprime l'émission parasite à 1060 nm générée dans l'étage d'amplification à fibre dopée Nd. Une lame demi-onde (HWP 1) permet d'ajuster l'orientation de la polarisation rectiligne du faisceau infrarouge pour obtenir les conditions d'accord de phase. Une seconde

lentille (L2) de distance focale 40 mm fait converger le faisceau infrarouge dans le cristal de LBO. La lentille L2 est montée sur une table de translation qui permet d'ajuster longitudinalement la position du waist dans le cristal. La taille du waist obtenu dans le cristal est mesuré à l'aide d'une caméra (Dataray WinCamD-LCM-1" CMOS) indiquant un faisceau à distribution en intensité gaussienne mais légèrement elliptique, de rayons $w_{0x} = 36 \mu\text{m}$ et $w_{0y} = 30 \mu\text{m}$, assez proche des valeurs théoriques optimales calculées ($35 \mu\text{m}$) dans la section IV.2. La légère ellipticité en sortie de l'amplificateur est attribuée à l'angle de clivage de la fibre LMA, indispensable pour limiter la réflexion parasite à 1060 nm à l'extrémité de l'amplificateur. Le cristal de LBO est maintenu dans une bague en téflon et monté dans une monture permettant d'ajuster les deux angles θ et φ et d'obtenir l'accord de phase. La monture permet également le centrage du cristal sur le faisceau infrarouge par translation latérale verticale et horizontale.

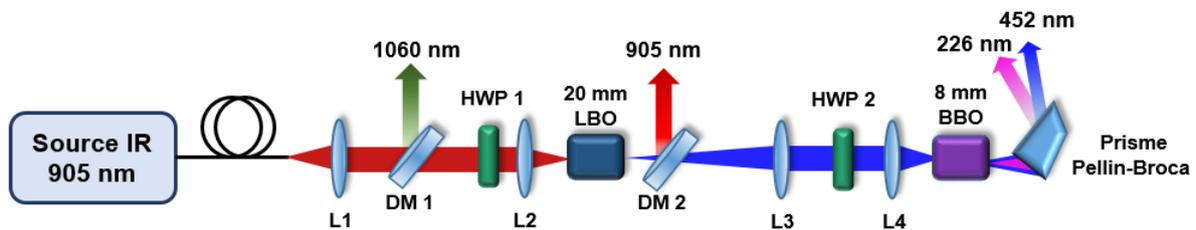


Figure IV-9. Montage expérimental des deux étages de conversion de fréquence en simple passage à la sortie de la source laser Q-switch.

L'onde fondamentale est filtrée après le LBO à l'aide d'un miroir dichroïque passe-bas (DM 2) avec une longueur d'onde de coupure à 600 nm. Le faisceau bleu est d'abord collimaté à l'aide d'une lentille asphérique non traitée (L3) possédant une distance focale égale à 100 mm. Une lame demi-onde HWP 2 à 455 nm est placée entre la lentille L3 et L4 pour pouvoir basculer la polarisation afin de partiellement compenser les effets néfastes des angles de walk-off successifs dans les cristaux de LBO et BBO (cf. IV.3.2). Le cristal de BBO est également monté dans une monture permettant d'orienter et de translater le cristal pour optimiser l'efficacité du quadruplage de fréquence. La lentille (L4) de distance focale 40 mm fait converger le faisceau bleu dans le cristal de BBO. Les faisceaux bleus à 452 nm et UV à 226 nm sont ensuite séparés en utilisant un prisme de Pellin-Broca en silice fondue extrêmement pure (« indice UV ») avec une transmission évaluée à 92% à 230 nm. La puissance UV est finalement mesurée à l'aide d'un mesureur de puissance thermique.

IV.4.2 Doublage en simple passage

Le processus de doublage de fréquence dans le cristal de LBO de 20 mm est d'abord optimisé indépendamment du processus de quadruplage. La polarisation est ajustée à l'aide de la lame HWP1 jusqu'à obtenir une puissance suffisante pour avoir une mesure fiable au mesureur de puissance. La position et l'orientation du cristal de LBO sont ensuite ajustées pour optimiser la puissance de sortie à 452 nm. L'injection en espace libre à l'entrée de l'amplificateur à fibre LMA Nd^{3+} 30/130 μm est ensuite

réglée pour optimiser le taux d'injection et la qualité du faisceau IR afin de maximiser la puissance doublée. On peut d'ailleurs noter que les mesures de puissance IR, de qualité de faisceau et de PER ont été réalisées après avoir optimisé l'étage de doublage de fréquence. La puissance de sortie mesurée à 452 nm en fonction de la puissance incidente totale à 905 nm obtenue avec la source en régime Q-switch est illustrée en vert sur la Figure IV-10. La puissance doublée évolue de façon quadratique par rapport à la puissance fondamentale incidente. Pour une puissance moyenne totale de 24 W, une puissance maximum égale à 4,9 W est obtenue à 452 nm, soit un rendement de conversion de 20%. La courbe d'efficacité du doublage en fonction de la puissance utile est également représentée en bleu sur la Figure IV-10, avec une puissance doublée de 4,9 W pour 19,1 W de puissance utile. Le rendement de conversion est alors de 26%. Les mesures sont comparées aux résultats des simulations numériques réalisées en utilisant la fonction 2D-mix-LP disponible dans mLSNLO. Les paramètres de la simulation correspondent à un cristal de LBO d'une longueur de 20 mm avec une focalisation correspondant à la mesure expérimentale. Le faisceau utilisé dans la simulation correspond à la géométrie observée expérimentalement avec une distribution supposée gaussienne de section légèrement elliptique ($w_{0x} = 36 \mu\text{m}$ et $w_{0y} = 30 \mu\text{m}$). Les caractéristiques tabulées du LBO sont prises en compte dans la simulation. La forme d'impulsion est supposée gaussienne avec une largeur à mi-hauteur de 45 ns. Cependant, la simulation réalisée avec SNLO ne tient pas compte des propriétés spectrales et de la qualité modale du faisceau IR.

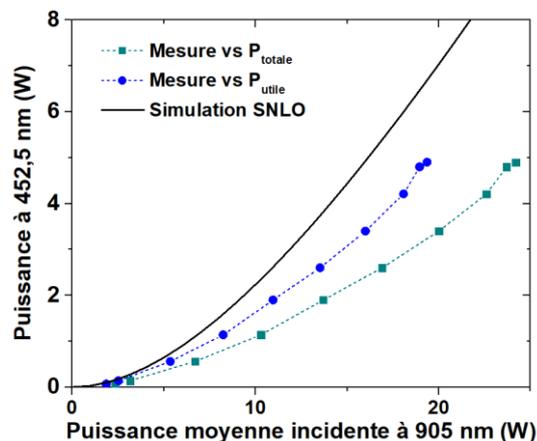


Figure IV-10. Puissance moyenne doublée à 452 nm à travers le cristal de LBO en fonction de la puissance moyenne incidente à 905 nm en régime Q-switch en considérant la puissance totale (carrés verts) et la puissance utile (cercles bleus).

La courbe en noire sur la figure IV-10 correspond à une focalisation du faisceau elliptique avec l'axe le plus petit ($30 \mu\text{m}$) dans la direction du walk-off du LBO. Ce cas est légèrement plus favorable. Les résultats des simulations numériques avec SNLO aboutissent à une efficacité calculée supérieure à l'efficacité observée expérimentalement, y compris lorsque l'on prend en compte la puissance utile du signal, avec une puissance à 452,5 nm évaluée numériquement à 6,5 W pour 19 W de puissance fondamentale (rendement : 34%). Cette différence importante peut s'expliquer par deux approximations favorables à la simulation : les modélisations numériques considèrent une onde incidente

monochromatique et ne prennent pas donc pas en compte l'acceptance spectrale limitée du cristal doubleur (calculée autour de 1,6 nm pour le LBO contre une largeur spectrale à mi-hauteur mesurée expérimentalement de 2 nm).

D'autre part, le faisceau infrarouge simulé est bien elliptique mais la distribution en intensité est supposée parfaitement gaussienne et limitée par diffraction ($M^2 = 1$) au cours de la propagation dans LBO. Or, nous avons vu que le faisceau réel possède un facteur $M^2 = 1,4$ et diverge donc plus rapidement qu'un faisceau gaussien parfait. Les résultats des simulations numériques correspondent donc à l'efficacité de doublage maximale que l'on peut espérer obtenir avec la tache focale et la puissance fondamentale mesurée. Il n'est donc pas aberrant d'obtenir des résultats expérimentaux légèrement en retrait par rapport aux valeurs calculées numériquement.

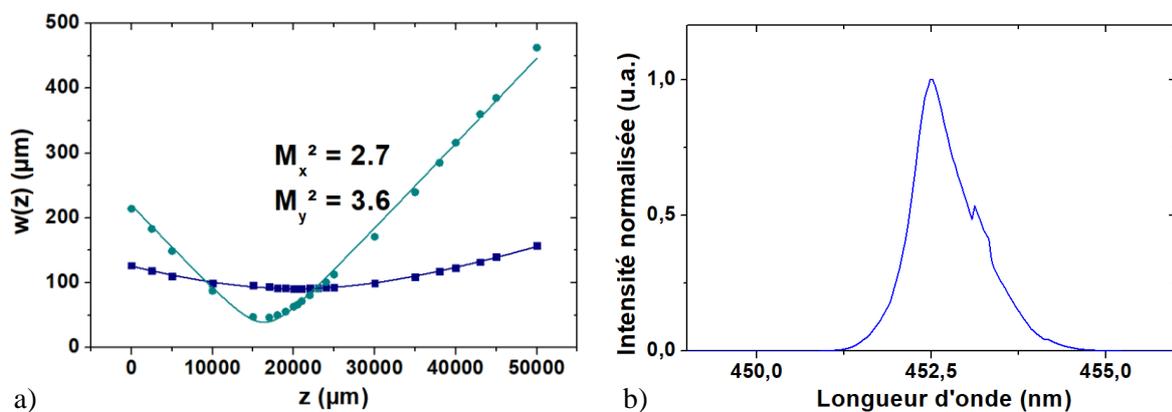


Figure IV-11. a) Mesure du facteur M^2 pour le faisceau doublé en sortie du cristal de LBO de 20 mm pour une puissance de sortie égale à 4,2 W. b) Spectre mesuré autour de 452 nm pour une puissance de 4,2 W.

Le facteur M^2 du faisceau bleu généré à 452 nm est mesuré en sortie du LBO à l'aide d'une caméra. Les résultats obtenus (Figure IV-11.a) montrent que la qualité de faisceau est fortement dégradée lors du processus de doublage avec un facteur M^2 de 2,7 et 3,6 respectivement suivant chacun des axes du faisceau elliptique. La dégradation de la qualité de faisceau peut être attribuée à l'effet du walk-off dans le cristal de LBO. On peut également noter l'astigmatisme observé avec un décalage important entre les points de focalisation suivant les deux directions. Le spectre autour de 452 nm est mesuré après le cristal de LBO avec un analyseur de spectre optique (ANDO – AQ-6315E). Il présente une largeur à mi-hauteur de 1,5 nm (Figure IV-11.b), principalement limitée par l'acceptance spectrale du cristal. En prenant en compte la puissance utile de 19,1 W à 905 nm, le rendement de conversion de 26% obtenu est un bon résultat compte tenu de la puissance crête, de la largeur spectrale et du conditionnement très simple sans refroidissement du cristal de LBO. La mauvaise qualité spatiale du faisceau bleu risque cependant d'impacter le rendement de conversion lors du processus de quadruplage dans le cristal de BBO.

IV.4.3 SHG en double passage

Avant de réaliser le second étage de conversion de fréquence dans le BBO, une seconde configuration pour la SHG en double passage a été comparée à la version en simple passage, avec pour objectif d'améliorer le rendement de conversion. La configuration en double passage est schématisée sur la Figure IV-12.

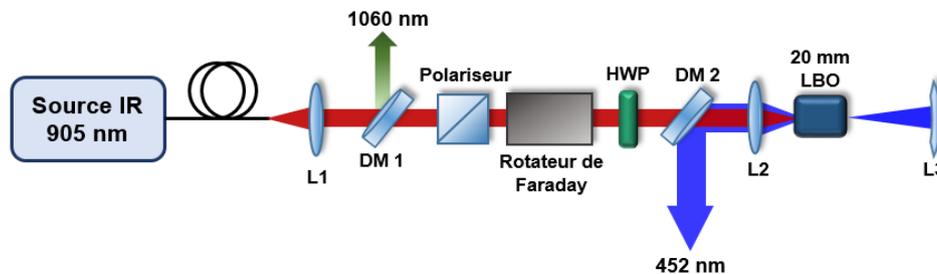


Figure IV-12. Montage de la conversion de fréquence en double passage dans un cristal de LBO.

Le montage utilise le même cristal de LBO que celui déjà mis en œuvre pour le simple passage. Par contre, l'onde fondamentale passe maintenant deux fois (aller et retour) à travers le cristal NL en tenant compte de la réflexion sur un miroir L3. Afin d'éviter un retour optique vers l'amplificateur de puissance, un polariseur et un rotateur de Faraday (45°) sont insérés avant la lame demi-onde (HWP). Le miroir dichroïque DM 2 est un passe-haut avec une longueur d'onde de coupure de 600 nm qui permet de réfléchir le faisceau doublé au retour. Pour focaliser le faisceau à 905 nm, on conserve la même lentille L2 ($f = 40$ mm). Après le premier passage dans le cristal de LBO, l'onde doublée et l'onde fondamentale sont réfléchies sur un miroir métallique (argent) concave L3 de focale 100 mm permettant à nouveau de focaliser de façon achromatique au retour les deux ondes dans le centre du cristal de LBO. Après le second passage dans le cristal, la puissance doublée est donc réfléchi sur le miroir dichroïque DM 2 pour être caractérisée. L'intérêt de cette configuration réside d'abord dans la longueur d'interaction deux fois plus importante avec le cristal de LBO mais surtout elle permet également de compenser partiellement le walk-off. En effet, un cristal de 40 mm serait inutile étant donné que le walk-off va fortement limiter le recouvrement des deux ondes. Dans cette configuration, le second passage revient à inverser le sens du cristal et le walk-off aura donc lieu dans la direction opposée au premier passage. C'est donc une approche assez similaire à la méthode des cristaux segmentés [8], [26] déjà évoquée précédemment à la fin de la section IV.1.

La puissance de l'onde doublée est d'abord mesurée en simple passage avant le miroir concave. Une seconde mesure est réalisée après un double passage. Les résultats obtenus sont indiqués sur la Figure IV-13. Comme attendu, la puissance bleue à 452 nm en double passage augmente plus rapidement en fonction de la puissance incidente que dans la configuration en simple passage. Le rendement de conversion pour une puissance incidente de 10 W est de 12% pour le simple passage

contre 19% en double passage. Cependant, lorsque la puissance fondamentale dépasse 10 W, le rendement de conversion en double passage sature rapidement, ce qui n'est pas le cas pour le simple passage. Il est possible que la saturation rapide en double passage provienne d'un échauffement plus important du cristal dans cette configuration, il serait intéressant de reproduire l'expérience en refroidissant activement le cristal de LBO. Finalement, pour une puissance de 18 W, le rendement de conversion en simple passage est de 19% contre 21% en double passage.

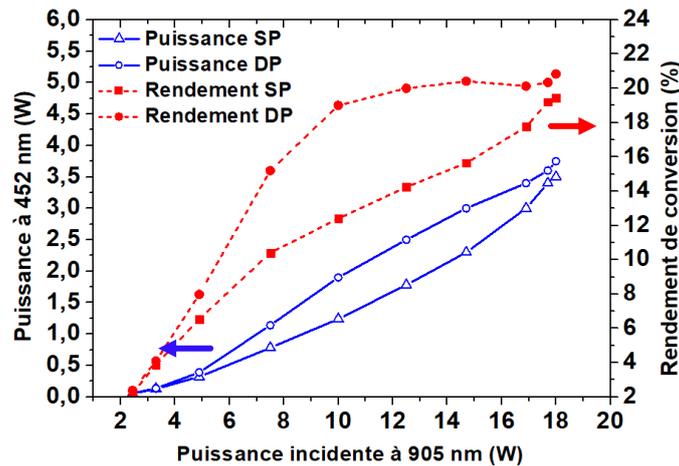


Figure IV-13. Puissance doublée à 452 nm et rendement de conversion en simple passage (SP) et double passage (DP) en fonction de la puissance incidente à 905 nm.

Le gain sur l'efficacité apporté par un double passage n'est donc pas suffisant. De plus, le réglage de l'accord de phase en double passage est délicat et le montage est nettement plus complexe, en particulier pour réaliser ensuite une conversion de fréquence vers l'UV dans un second cristal non linéaire. Cette solution n'a donc pas été retenue pour la suite du travail. Cependant, on peut noter que, pour une puissance de l'ordre d'une dizaine de Watts, une configuration en double passage permet d'améliorer significativement le rendement de conversion.

IV.4.4 Quadruplage

La puissance à 452 nm générée en simple passage dans le LBO à partir du laser à fibre Nd Q-switch est ensuite convertie vers l'UV dans le second étage NL à l'aide d'un cristal de BBO. Dans un premier temps, la lame de phase permettant d'orienter la polarisation du faisceau pour limiter l'effet du walk-off n'a pas été utilisée. L'axe du faisceau elliptique correspondant au diamètre le plus petit était donc orienté suivant la direction du walk-off. Dans cette configuration, la puissance UV obtenue ne dépassait pas 180 mW pour une puissance égale à 4,9 W à 452 nm. En ajoutant la lame demi-onde et en basculant la polarisation à 90°, comme indiqué sur le cas 2 de la Figure IV-8, la puissance UV obtenue a alors augmenté jusqu'à 550 mW au maximum. La courbe de la puissance UV à 226 nm obtenue en fonction de la puissance incidente à 452 nm est représentée sur la Figure IV-14.a). Les résultats de la simulation numérique obtenus par SNLO pour les deux cas de la Figure IV-8 avec un cristal de BBO de 8 mm et un faisceau fortement elliptique, sont donnés sur la Figure IV-14.b). Les simulations confirment bien

que le cas le plus favorable correspond à une polarisation basculée à 90° avec la lame HWP2. L'efficacité finale est environ deux fois plus élevée pour le cas 2 que pour le cas 1. Expérimentalement, la lame de phase a été orientée pour obtenir un maximum de puissance correspondant au cas 2 le plus favorable. Comme indiqué précédemment, la différence entre la simulation par SNLO et la mesure expérimentale s'explique par la largeur spectrale du signal bleu ($\sim 1,5$ nm) qui n'est pas prise en compte dans la simulation sachant que l'acceptance du cristal de BBO est très faible (calculée inférieure à $0,1$ nm en accord de phase parfaitement colinéaire).

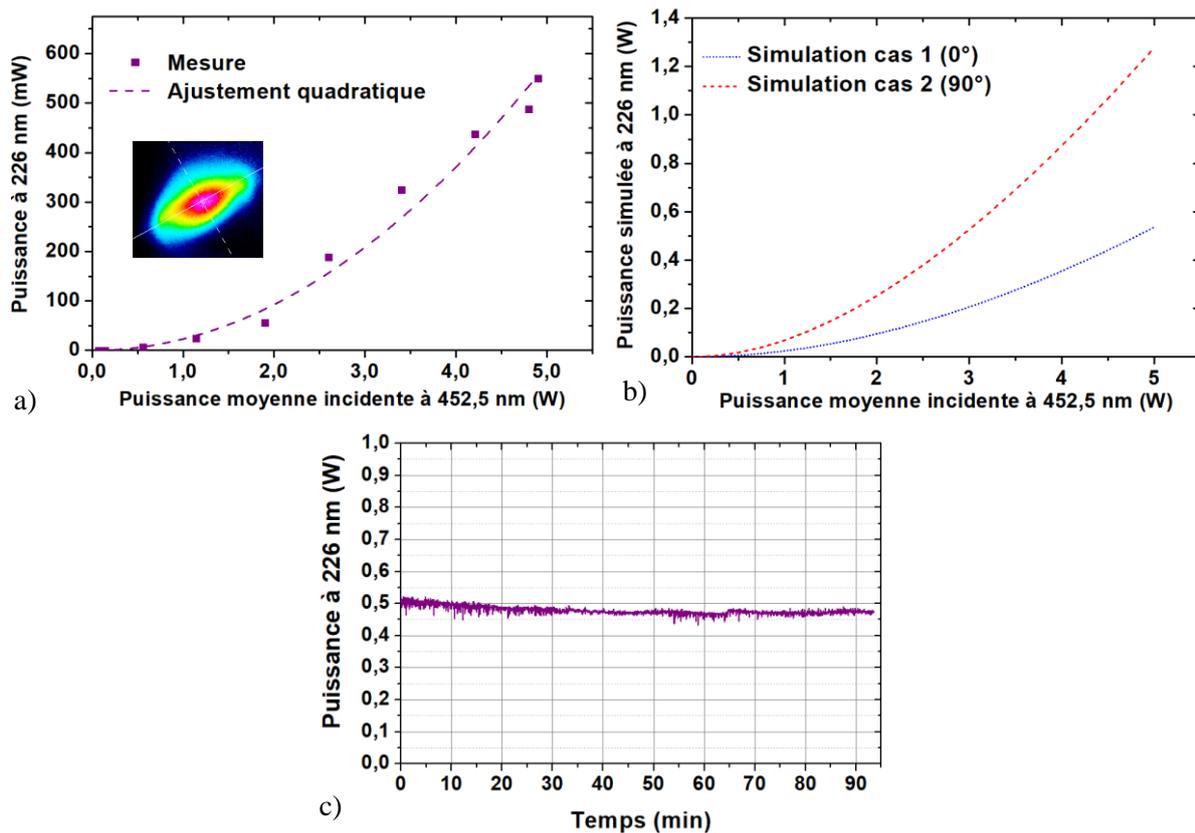


Figure IV-14.a) Évolution de la puissance UV à 226 nm en fonction de la puissance bleue à 452 nm. Insert : profil en intensité du mode transverse UV mesuré au maximum de puissance. b) Simulation par SNLO de la puissance à 226 nm en fonction de la puissance moyenne incidente pour les deux cas de la Figure IV-8, cas 1 : polarisation à 0° et cas 2 : polarisation 90° . c) Mesure de stabilité de la puissance UV sur une durée de 90 min.

La Figure IV-14.c) montre la mesure de stabilité de la puissance UV sur une durée de 90 min. Les fluctuations observées sont de l'ordre de $\pm 6\%$ avec une puissance moyenne de 480 mW. La puissance diminue lentement pendant les 30 premières minutes. Cette diminution provient principalement de la thermalisation du cristal. Effectivement, aucune dégradation irréversible n'a été observée durant nos expériences dans le cristal de BBO indiquant l'absence de photo-dégradation permanente. De plus, un simple ajustement angulaire du cristal permet de retrouver la puissance UV.

Cette première démonstration d'un laser à fibre dopée néodyme quadruplé en fréquence vers l'UV profond est très encourageante. Bien que le rendement total de l'IR à l'UV soit seulement de 2%,

c'est le premier laser à fibre Nd³⁺ quadruplé qui permet d'obtenir une longueur d'onde inférieure à 230 nm. Ces résultats ont fait l'objet d'une publication dans le journal Optics Express en 2021 [27].

IV.5 Résultats expérimentaux en régime sub-nanoseconde

Pour réaliser la conversion de fréquence de la source MOPA sub-nanoseconde, les mêmes cristaux non linéaires ont été utilisés (LBO L = 20 mm puis BBO L = 8 mm). La source MOPA, correspondant à la figure III-16, permet d'émettre des impulsions avec une durée à mi-hauteur de 350 ps et un taux de répétition de 2 MHz. La puissance moyenne disponible est de 31 W à 915 nm en sortie de l'étage de puissance. La puissance crête est, dans ces conditions, estimée autour de 40 kW (26 kW utile) avec une largeur spectrale de 0,36 nm ce qui est très favorable pour la conversion non linéaire de fréquence.

IV.5.1 Montage expérimental

Le montage réalisé est similaire à la configuration précédente (Figure IV-9). Cependant, la source de pompe de l'amplificateur de puissance a été modifiée et la lentille de collimation (qui sert également pour l'injection de la pompe) est désormais une lentille (L1) de focale 20 mm. La puissance parasite émise à 1060 nm est filtrée à l'aide d'un miroir dichroïque (DM 1) passe-bas à 950 nm. Une lame demi-onde HWP 1 permet d'ajuster la polarisation. La lentille L2, permettant de focaliser le faisceau dans le cristal de LBO, possède une distance focale de 100 mm. La puissance non convertie à 915 nm est réfléchiée par un miroir dichroïque (DM 2) passe-bas à 600 nm. Pour ne pas dépasser le seuil de dommage du revêtement antireflet, le faisceau est moins focalisé que précédemment en raison de la puissance crête plus élevée en sortie de la source.

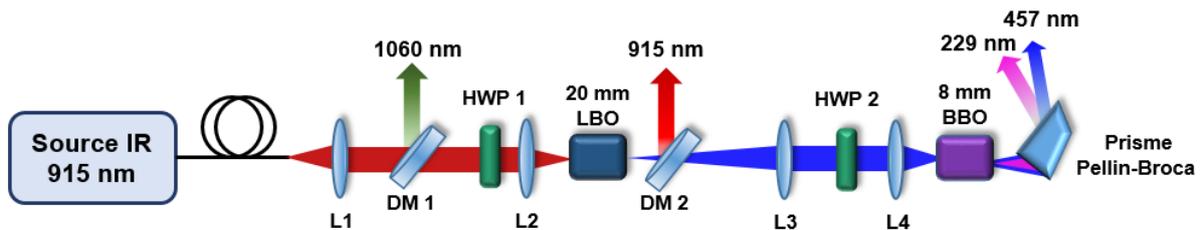


Figure IV-15. Montage expérimental pour la conversion de fréquence dans l'UV de la source sub-nanoseconde.

Le faisceau doublé en sortie du cristal de LBO est collimaté à l'aide d'une lentille de distance focale 100 mm (L3). Comme déjà énoncé, la lame demi-onde (HWP2) permet d'orienter la polarisation pour limiter l'influence du walk-off dans le second étage de conversion de fréquence. Enfin, la lentille L4 focalise le faisceau bleu dans le BBO. Au cours de cette nouvelle série d'expériences de quadruplage en régime sub-nanoseconde, trois lentilles de distances focales 40 mm, 50 mm et 75 mm sont comparées pour déterminer le meilleur choix et optimiser le rendement.

IV.5.2 Doublage en régime sub-nanoseconde

L'efficacité de la conversion de fréquence de 915 nm à 457,5 nm est estimée après le filtre 2. L'évolution de la puissance doublée obtenue en fonction de la puissance fondamentale est illustrée sur la Figure IV-16.a) (trait continu en bleu + symboles carrés). L'évolution de la puissance doublée est quadratique jusqu'à environ 15 W de puissance IR à 915 nm (l'ajustement quadratique est représentée en trait mixte). Au-delà d'une puissance moyenne de 15 W à 915 nm, la puissance doublée ne suit plus la courbe quadratique et le rendement de conversion commence à saturer. La puissance obtenue à 457,5 nm est de 8,3 W au maximum de puissance incidente, soit 31 W à 915 nm. Le rendement de conversion par rapport à la puissance totale incidente est alors de 27%.

La Figure IV-16.b) montre la comparaison entre les simulations numériques réalisées avec SNLO et la mesure. Compte tenu de la durée assez longue des impulsions, la fonction 2D-mix-LP de SNLO (qui ne prend pas en compte la dispersion de groupe) est suffisante pour ces simulations. Ce point a été vérifié en comparant avec 2D-mix-SP qui en tient compte et qui donnait des résultats similaires. Sur cette figure, la comparaison est faite en fonction de la puissance utile (81% de la puissance totale) sachant que la puissance contenue dans la gaine (~ 9%) et la puissance non polarisée (~10%) ne participent pas à la conversion de fréquence.

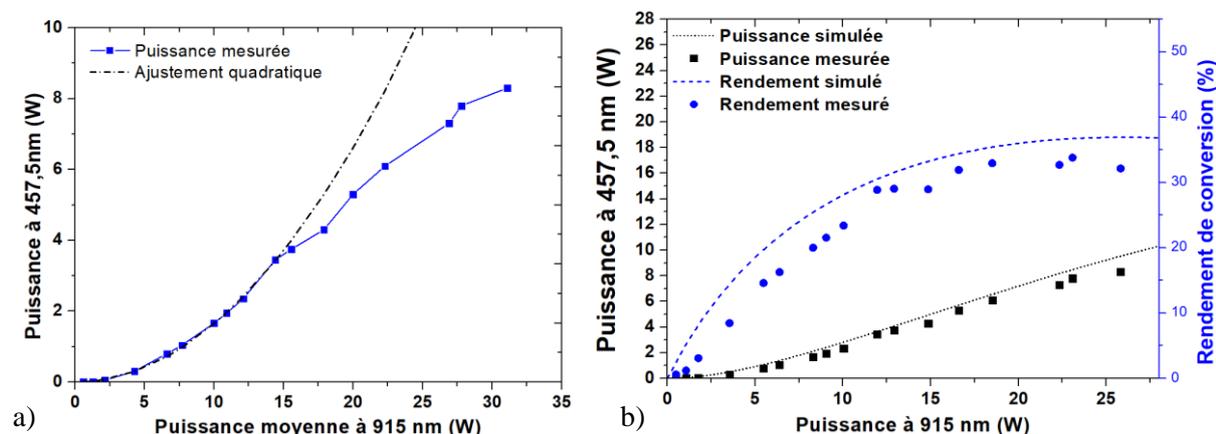


Figure IV-16.a) Puissance doublée en fonction de la puissance moyenne incidente (trait continu). L'ajustement quadratique pour une puissance à 915 nm entre 0 et 15 W (trait mixte). b) Comparaison entre simulation et mesure pour la puissance doublée et le rendement de conversion en fonction de la puissance moyenne utile à 915 nm.

La puissance crête réelle pour les simulations est estimée en supposant que le piédestal de l'impulsion en sortie de l'amplificateur ne participe pas à la conversion de fréquence. Cette hypothèse est fondée au vu de la différence d'intensité entre le sommet de l'impulsion supposée de forme gaussienne et le sommet du piédestal. La Figure IV-17 montre l'impulsion mesurée, composée d'une impulsion gaussienne et de son piédestal (hachuré). Si l'énergie totale contenue dans l'impulsion est notée E_2 et l'énergie dans l'impulsion gaussienne est notée E_1 , le rapport correctif à appliquer à la puissance crête est $\alpha = \frac{E_1}{E_2}$. La puissance moyenne est donc corrigée par un facteur $\alpha = 0,74$ en intégrant

les courbes continues et en pointillés rouge de la figure IV.17 pour évaluer ce rapport. Cela correspond donc à environ 26% de l'énergie contenue dans le piédestal hachuré en bleu. La puissance crête incidente à 915 nm est alors estimée à 32 kW et la puissance crête utile à seulement 26,5 kW.

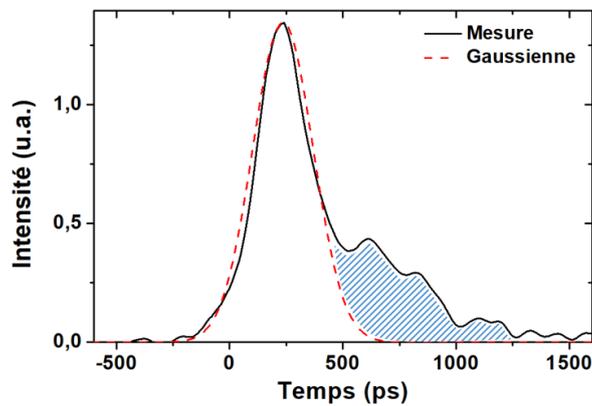


Figure IV-17. Impulsion à 915 nm (continu noir) mesurée en sortie de l'amplificateur pour une puissance moyenne de 22 W. Impulsion gaussienne (pointillé rouge) et différence d'énergie (hachures bleues).

Le léger décrochage du rendement de conversion observé à partir de 20 W de puissance moyenne utile sur les mesures expérimentales par rapport à la courbe simulée peut s'expliquer par deux hypothèses. La première est que, pour une puissance incidente supérieure à 20 W, la largeur spectrale de l'onde fondamentale devient supérieure à l'acceptance spectrale du cristal de LBO (cf. III.3.4). La deuxième est qu'en augmentant la puissance, l'absorption – même relativement faible – du cristal de LBO à 915 nm et à 457 nm entraîne inévitablement un échauffement et provoque un gradient thermique qui modifie localement l'accord phase. La dégradation du rendement de conversion par rapport à la courbe simulée numériquement est, d'après nous, liée à une combinaison des deux effets. Il est également intéressant de noter que, pour une puissance à 457,5 nm supérieure à 7 W, la puissance de sortie devient instable. Ces instabilités imposent de régler l'accord de phase en permanence pour maintenir la puissance doublée

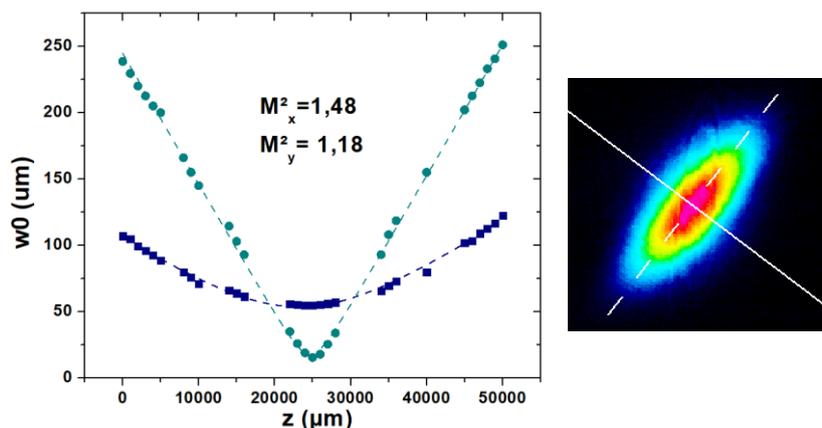


Figure IV-18. Mesure du facteur M^2 du faisceau bleu et profil en intensité du mode obtenu à la caméra.

. Le faisceau bleu est ensuite caractérisé par la mesure du facteur M^2 (Figure IV-18) qui donne des valeurs de 1,48 (axe du walk-off) et 1,18 respectivement suivant chacun des deux axes du faisceau

elliptique. Le profil en intensité du mode (à droite) montre le faisceau elliptique avec un ratio 3 :1 entre les axes. Cette déformation du faisceau obtenue en sortie est attribuée au walk-off spatial dans le cristal non linéaire de LBO et correspond aux simulations obtenues avec SNLO. La nette amélioration de la qualité de faisceau de l'onde doublée par rapport au montage précédent est attribuée à la focalisation plus faible dans le cristal doubleur rendu possible par la diminution de la largeur spectrale et l'augmentation de la puissance crête.

IV.5.3 Quadruplage

Finalement, en tenant compte des pertes sur L3, HWP2 et L4, la puissance moyenne disponible dans le bleu est de 7 W pour réaliser la conversion vers l'UV. De la même façon que précédemment, la polarisation du faisceau bleu est basculée de 90° pour limiter l'impact du walk-off dans le BBO lors du processus de quadruplage. Nous avons choisi de comparer des lentilles avec trois distances focales différentes : 40 mm, 50 mm et 75 mm.

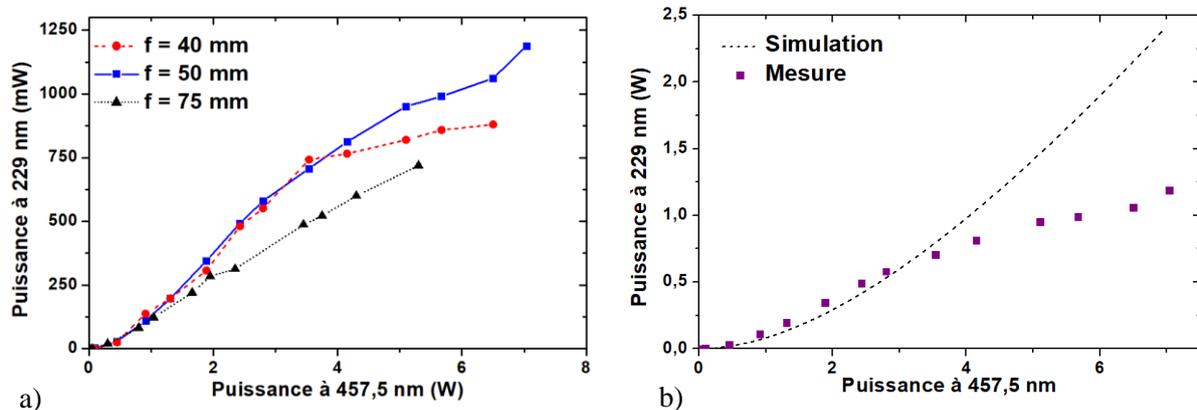


Figure IV-19. a) Évolution de la puissance UV à 229 nm en fonction de la puissance à 457,5 nm pour trois lentilles de focales respectives 40 mm, 50 mm et 75 mm. b) Comparaison des résultats expérimentaux (lentille de focale 50 mm) avec la simulation par SNLO. Puissance à 229 nm en fonction de la puissance à 457,5 nm.

La puissance UV obtenue à 229 nm en fonction de la puissance à 457,5 nm pour chacune des 3 lentilles est illustrée sur la Figure IV-19. La lentille de focale 75 mm a permis de générer une puissance de 0,72 W avec un rendement de 13,5%. Lorsque la distance focale est réduite à 40 mm, le rendement maximal atteint 16% pour une puissance incidente < 4W mais on observe une saturation rapide du rendement de quadruplage qui chute finalement à 13,5% pour une puissance incidente de 6,5 W, correspondant à environ 875 mW d'UV. Le meilleur résultat est obtenu avec la lentille de distance focale 50 mm, correspondant à un rayon au waist égal à 72 μm et 27 μm suivant le grand axe et le petit axe du faisceau elliptique. Dans cette configuration, la puissance UV obtenue est au maximum de 1,18 W, avec un rendement de conversion de 17%. L'efficacité maximale de 20% est obtenue pour une puissance de 2,8 W à 457,5 nm produisant 0,58 W de puissance à 229 nm.

Le spectre de sortie autour de 229 nm est mesuré au cours des expériences avec la lentille de distance focale 50 mm pour des puissances UV de 230 mW, 350 mW et 820 mW (Figure IV-20.a). Pour

les puissances de 230 mW et 350 mW, la largeur à mi-hauteur est de 0,25 nm. À 820 mW, le spectre s'élargit à 0,35 nm. L'élargissement spectral peut expliquer la diminution du rendement de quadruplage à forte puissance, le spectre de l'onde doublée devenant supérieur à l'acceptance spectrale du cristal de BBO.

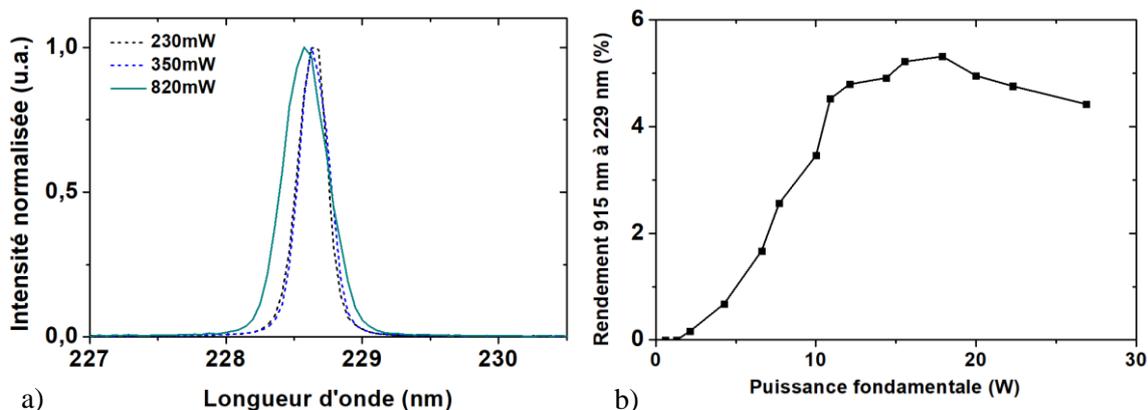


Figure IV-20. a) Spectre UV en sortie pour 230 mW, 350 mW et 820 mW. b) Rendement de conversion de l'IR à l'UV en fonction de la puissance IR.

Le rendement global de la conversion de fréquence de 915 nm à 229 nm est donnée en fonction de la puissance fondamentale sur la Figure IV-20.b). Le rendement pour la cascade de conversion est maximal autour de 17 W de puissance à 915 nm, avec une efficacité de 5,3%. Le rendement diminue ensuite pour atteindre 4,4% au maximum de puissance. Cependant, un rendement proche de 5% est déjà un résultat très satisfaisant, en particulier pour une conversion de fréquence simple passage à deux étages.

IV.5.4 Échauffement et limite des cristaux NL

L'efficacité totale IR → UV proche de 5% en simple passage, obtenue pour la cascade dans les deux étages de conversion de fréquence successifs, démontre le fort potentiel des fibres néodymes pour générer de fortes puissances crêtes permettant de convertir efficacement l'émission autour de 910 nm vers l'UV profond ($\lambda < 250$ nm). La principale limite de ce type de source UV provient cependant des cristaux non linéaires. En effet, l'expérience menée au cours de ce travail montre qu'au-delà d'une certaine puissance moyenne, l'échauffement des cristaux provoque une diminution des rendements de conversion. Afin de limiter le gradient thermique – en partie à l'origine de cette diminution du rendement – il est possible d'envisager de refroidir les cristaux non linéaires par des dissipateurs de chaleur placés sur les faces d'entrée et de sortie en insérant entre deux segments de cristal non linéaire un matériau optiquement neutre avec une bonne conductivité thermique comme le diamant ou le saphir par exemple [28].

Le second point limitant provient des seuils d'endommagement des cristaux non linéaires. Bien que les cristaux de LBO et de BBO soient connus pour posséder des seuils de dommage exceptionnellement élevés, ces seuils seront inévitablement atteints si on continue de monter en puissance. Dans ce cas, il est en général habituel de réduire la focalisation des faisceaux mais cela

réduirait alors le rendement de conversion. Il est alors possible d'envisager de segmenter les cristaux afin d'améliorer la longueur d'interaction et de se rapprocher des conditions que l'on obtiendrait en accord de phase non critique. Cette configuration s'approche du double passage dans un cristal de LBO réalisée dans la section IV.4.3 qui confirme l'amélioration du rendement de conversion. Ces solutions peuvent être envisagées mais le conditionnement des cristaux non linéaires se traduirait par une complexité accrue du montage.

Enfin, le dernier point à considérer est directement lié à la très courte longueur d'onde générée dans l'UV. Effectivement, l'UV profond ($\lambda < 250$ nm) entraîne la dégradation irréversible du BBO, créant des centres absorbants [29]. La dégradation est proportionnelle à l'intensité UV traversant le matériau. En augmentant la puissance UV, la durée de vie des cristaux non linéaires est donc réduite, ce qui risque de poser une limite à ce type de système dans l'avenir. La recherche de nouveaux cristaux NL avec une transparence améliorée dans l'UV et une meilleure tenue au flux est également à explorer. Les travaux récents réalisés sur le pp-LBGO [30] (LaBGeO_5 périodiquement polarisé) par la société OXIDE sont très encourageants même si, pour l'instant, les périodes de poling les plus petites actuellement réalisables $\Lambda = 3$ μm limitent la longueur d'onde UV la plus courte adressable à l'ordre 1 à 293 nm.

Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la conversion de fréquence par doublage puis quadruplage de fréquence en utilisant deux sources lasers impulsionnelles émettant autour de 905-915 nm. Les longueurs d'onde générées dans le bleu sont situées autour de 452-457 nm et dans l'UV profond à 226 nm et 229 nm. La génération de second harmonique (SHG) puis de quatrième harmonique (FHG) produit à partir de deux lasers à fibres dopées Nd^{3+} fonctionnant en régime impulsionnel autour de 910 nm sont obtenues à l'aide de deux cristaux non-linéaires en cascade.

Un bref rappel des principes théoriques de la conversion NL de fréquence à l'ordre 2 a d'abord permis de définir les paramètres impactant l'efficacité de conversion de fréquence. Le choix des cristaux non linéaires adaptés à notre application est détaillé, avant de déterminer pour chaque cristal la taille de faisceau IR optimale par une méthode analytique. Nous avons également étudié l'importance de l'orientation de la polarisation par rapport au faisceau elliptique obtenu dans le domaine bleu, causé par le walk-off spatial, sur l'efficacité de conversion UV dans le second cristal de BBO.

Les premiers résultats expérimentaux de conversion de fréquence avec la source à modulation de pertes sont présentés. Par doublage de fréquence en simple passage dans un cristal de LBO de longueur 20 mm (accord de phase type I), la source a permis de générer une puissance de 4,9 W à 452,5 nm pour 19,1 W de puissance utile avec un rendement IR \rightarrow bleu proche de 26%. Le signal bleu a

ensuite été converti dans l'UV profond à l'aide d'un cristal de BBO en ajustant spécifiquement la polarisation par rapport à la géométrie elliptique du faisceau de l'onde incidente. Une puissance record – pour un laser à fibre – de 550 mW est alors produite à 226 nm avec un rendement d'environ 10%. Des simulations numériques réalisées à l'aide du logiciel SNLO, ont permis de mettre en avant les causes limitant l'efficacité de conversion, à savoir la largeur spectrale de la source IR et la qualité de faisceau.

Une seconde expérience de conversion de fréquence a ensuite été présentée à partir de la source MOPA fonctionnant à 915 nm en régime sub-nanoseconde. Cette source est basée sur l'amplification dans 4 étages successifs d'une diode laser déclenchée par le gain. La source fournit une puissance moyenne utile de 25,8 W avec une durée d'impulsion de 350 ps et un taux de répétition de 2 MHz. La puissance fondamentale est doublée par simple passage dans un cristal de LBO de 20 mm (accord de phase type I) avec une efficacité de conversion proche de 35%, générant ainsi une puissance moyenne de 8,3 W dans le domaine spectral bleu à 457,5 nm. Les résultats, proches de la simulation, indiquent une efficacité tendant vers l'optimum. Finalement, à partir d'une puissance disponible de 7 W à 457,5 nm, nous avons généré à l'aide d'un cristal de BBO de 8 mm une puissance de 1,2 W à 229 nm. Ce résultat met en avant l'intérêt des fibres dopées néodymes pour générer de fortes puissances dans l'UV profond. Les principales limites du système actuel sont liées à l'échauffement du cristal de BBO par absorption de l'UV qui provoque une diminution de l'efficacité de rendement et réduit fortement la durée de vie des cristaux. Pour finir, dans le cadre d'une intégration industrielle, des mesures de gestion thermique en conditionnant les cristaux NL dans des montures régulées en température peuvent être envisagées. Les étages de conversion de fréquence peuvent également être améliorés par une compensation du walk-off se basant sur la segmentation des cristaux NL. Une veille technologique sur le développement de nouveaux cristaux adaptés à une émission dans l'UV profond sera également à faire.

Bibliographie du chapitre IV

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, et G. Weinreich, « Generation of Optical Harmonics », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 7, n° 4, p. 118-119, août 1961, doi: 10.1103/PhysRevLett.7.118.
- [2] M. M. Fejer, « Nonlinear optical frequency conversion », *Phys. Today*, vol. 47, n° 5, p. 25-33, 1994.
- [3] B. D. Guenther et D. G. Steel, *Encyclopedia of modern optics*. 2005.
- [4] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, et P. S. Pershan, « Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric », *Phys. Rev.*, vol. 127, n° 6, p. 1918-1939, sept. 1962, doi: 10.1103/PhysRev.127.1918.
- [5] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, et R. L. Byer, « Quasi-phase-matched second harmonic generation: tuning and tolerances », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, n° 11, p. 2631-2654, nov. 1992, doi: 10.1109/3.161322.
- [6] « HCPhotonics ». <https://www.hcphotonics.com/>
- [7] K. Mizuuchi et K. Yamamoto, « Generation of 340-nm light by frequency doubling of a laser diode in bulk periodically poled LiTaO₃ », *Opt. Lett.*, vol. 21, n° 2, p. 107, janv. 1996, doi: 10.1364/OL.21.000107.
- [8] A. V. Smith, D. J. Armstrong, et W. J. Alford, « Increased acceptance bandwidths in optical frequency conversion by use of multiple walk-off-compensating nonlinear crystals », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, n° 1, p. 122, janv. 1998, doi: 10.1364/JOSAB.15.000122.
- [9] F. Bach, M. Mero, M.-H. Chou, et V. Petrov, « Laser induced damage studies of LiNbO₃ using 1030-nm, ultrashort pulses at 10-1000 kHz », *Opt. Mater. Express*, vol. 7, n° 1, p. 240, janv. 2017, doi: 10.1364/OME.7.000240.
- [10] Y. Furukawa, K. Kitamura, S. Takekawa, A. Miyamoto, M. Terao, et N. Suda, « Photorefraction in LiNbO₃ as a function of [Li]/[Nb] and MgO concentrations », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, n° 16, p. 2494-2496, oct. 2000, doi: 10.1063/1.1318721.
- [11] B. Yong *et al.*, « High-Power Blue Light Generation by External Frequency Doubling of an Optical Parametric Oscillator », *Chin. Phys. Lett.*, vol. 20, n° 11, p. 1957-1959, nov. 2003, doi: 10.1088/0256-307X/20/11/015.
- [12] M. Peltz *et al.*, « Harmonic generation in bismuth triborate (BiB₃O₆) », *Appl. Phys. B*, vol. 81, n° 4, p. 487-495, août 2005, doi: 10.1007/s00340-005-1898-y.
- [13] Z. Sun *et al.*, « Generation of 4.3-W coherent blue light by frequency-tripling of a side-pumped Nd:YAG laser in LBO crystals », *Opt. Express*, vol. 12, n° 26, p. 6428, 2004, doi: 10.1364/OPEX.12.006428.
- [14] J. Gao *et al.*, « Pulsed 456 nm deep-blue light generation by acoustooptical Q-switching and intracavity frequency doubling of Nd:GdVO₄ », *Laser Phys. Lett.*, vol. 5, n° 8, p. 577-581, août 2008, doi: 10.1002/lapl.200810027.
- [15] B. Willenberg, F. Brunner, C. R. Phillips, et U. Keller, « High-power picosecond deep-UV source via group velocity matched frequency conversion », *Optica*, vol. 7, n° 5, p. 485, mai 2020, doi: 10.1364/OPTICA.386257.
- [16] A. Hildenbrand et J.-Y. Natoli, « Nanosecond laser damage investigation in nonlinear crystals, Etude de l'endommagement laser dans les cristaux non linéaires en régime nanoseconde », Université Paul Cézanne - Aix-Marseille III, 2008.
- [17] W. A. Clarkson, N. S. Felgate, D. C. Hanna, et S. D. Butterworth, « Frequency doubling of a diode-bar-pumped Nd:YAG laser at 946 nm using non-critically phase-matched lithium triborate at high temperature », in *Technical Digest. Summaries of papers presented at the Conference on Lasers and Electro-Optics. Postconference Edition. CLEO '99. Conference on Lasers and Electro-*

- Optics (IEEE Cat. No.99CH37013)*, Baltimore, MD, USA, 1999, p. 4. doi: 10.1109/CLEO.1999.833798.
- [18] S. Johansson, S. Bjurshagen, C. Canalias, V. Pasiskevicius, F. Laurell, et R. Koch, « An all-solid-state UV source based on a frequency quadrupled, passively Q-switched 946 nm laser », *Opt. Express*, vol. 15, n° 2, p. 449, janv. 2007, doi: 10.1364/OE.15.000449.
- [19] L. Deyra, I. Martial, J. Didierjean, F. Balembois, et P. Georges, « Deep-UV 236.5 nm laser by fourth-harmonic generation of a single-crystal fiber Nd:YAG oscillator », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 8, p. 2236, avr. 2014, doi: 10.1364/OL.39.002236.
- [20] A. V. Smith, *SNLO*. [En ligne]. Disponible sur: <https://as-photonics.com/>
- [21] G. D. Boyd et D. A. Kleinman, « Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams », *J. Appl. Phys.*, vol. 39, n° 8, p. 3597-3639, juill. 1968, doi: 10.1063/1.1656831.
- [22] P. L. Ramazza, S. Ducci, A. Zavatta, M. Bellini, et F. T. Arecchi, « Second-harmonic generation from a picosecond Ti:Sa laser in LBO: conversion efficiency and spatial properties », *Appl. Phys. B*, vol. 75, n° 1, p. 53-58, juill. 2002, doi: 10.1007/s00340-002-0945-1.
- [23] D. C. Gerstenberger, T. M. Trautmann, et M. S. Bowers, « Noncritically phase-matched second-harmonic generation in cesium lithium borate », *Opt. Lett.*, vol. 28, n° 14, p. 1242, juill. 2003, doi: 10.1364/OL.28.001242.
- [24] Y. Morimoto, S. Miyazawa, Y. Kagebayashi, N. Kitatochi, T. Yokota, et J. Sakuma, « Water-associated surface degradation of CsLiB₆O₁₀ crystal during harmonic generation in the ultraviolet region », *J. Mater. Res.*, vol. 16, n° 7, p. 2082-2090, juill. 2001, doi: 10.1557/JMR.2001.0285.
- [25] S. C. Kumar, J. C. Casals, J. Wei, et M. Ebrahim-Zadeh, « High-power, high-repetition-rate performance characteristics of β -BaB₂O₄ for single-pass picosecond ultraviolet generation at 266 nm », *Opt. Express*, vol. 23, n° 21, p. 28091, oct. 2015, doi: 10.1364/OE.23.028091.
- [26] J.-J. Zondy, M. Abed, et S. Khodja, « Twin-crystal walk-off-compensated type-II second-harmonic generation: single-pass and cavity-enhanced experiments in KTiOPO₄ », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, n° 12, p. 2368, déc. 1994, doi: 10.1364/JOSAB.11.002368.
- [27] K. Le Corre *et al.*, « Linearly-polarized pulsed Nd-doped fiber MOPA at 905 nm and frequency conversion to deep-UV at 226 nm », *Opt. Express*, vol. 29, n° 3, p. 4240, févr. 2021, doi: 10.1364/OE.416570.
- [28] C. Rothhardt *et al.*, « BBO-sapphire sandwich structure for frequency conversion of high power lasers », *Opt. Mater. Express*, vol. 4, n° 5, p. 1092, mai 2014, doi: 10.1364/OME.4.001092.
- [29] K. Takachiho, M. Yoshimura, Y. Takahashi, M. Imade, T. Sasaki, et Y. Mori, « Ultraviolet laser-induced degradation of CsLiB₆O₁₀ and β -BaB₂O₄ », *Opt. Mater. Express*, vol. 4, n° 3, p. 559, mars 2014, doi: 10.1364/OME.4.000559.
- [30] R. Tanaka, N. Hirayama, M. Yamanobe, et I. Shoji, « Accurate measurements of second-order nonlinear-optical coefficients of LaBGeO₅ at UV generating wavelength region », in *OSA Advanced Photonics Congress 2021*, Washington, DC, 2021, p. NoW2A.6. doi: 10.1364/NOMA.2021.NoW2A.6.

V. Laser à verrouillage de modes passif pour la génération d'impulsions courtes et ultra-courtes autour de 910 nm

Ce dernier chapitre est consacré à la génération d'impulsions courtes (dizaines de ps) et ultra-courtes (centaines de fs) à partir d'un oscillateur laser à fibre dopée Nd^{3+} à verrouillage de modes passif fonctionnant autour de 910 nm. Les lasers à verrouillage de modes sont aujourd'hui des sources lasers performantes et fiables qui sont utilisées pour de nombreuses applications de recherche ou industrielles. Plus particulièrement, les lasers à verrouillage de modes émettant à 1 μm , basés sur des fibres dopées ytterbium, utilisent une technologie désormais mature et sont aujourd'hui intégrés dans des solutions industrielles [1]–[3]. Le développement de lasers à fibre à une longueur d'onde IR plus courte, entre 850 nm et 950 nm, permettrait de remplacer les lasers Ti : Saphir conventionnels qui sont encombrants et coûteux. Les lasers Ti : Saphir nécessitent une source de pompage autour de 530 nm qui est souvent un laser à solide doublé en fréquence. Dans ce domaine de longueur d'onde, on peut citer par exemple les applications de microscopie de fluorescence à deux photons pour l'imagerie du vivant [4], [5]. Dans ce contexte, nous avons décidé de développer une source laser à impulsions ultra-courtes à partir d'un oscillateur à verrouillage de modes passif basé sur une fibre dopée Nd^{3+} . Dans un premier temps, nous présenterons de manière très brève le principe théorique du verrouillage de modes. Dans une seconde partie, nous donnerons un rapide état de l'art des sources à verrouillage de modes existantes autour de 920 nm. Nous présenterons ensuite la cavité en anneau que nous avons développée, permettant de générer des impulsions picosecondes accordables en longueur d'onde entre 903 et 920 nm. Enfin, nous décrirons l'amplification et l'élargissement spectral par SPM dans une fibre dopée Nd^{3+} à profil d'indice en W, permettant ensuite une compression temporelle des impulsions lumineuses à des durées inférieures à 1 ps.

V.1 Principe et principales méthodes de verrouillage de modes

Les lasers à verrouillage de modes (ou laser mode-locked) sont réalisés à l'aide d'une cavité laser intégrant un milieu à gain et un élément optique actif ou passif qui permet la synchronisation en phase des modes longitudinaux de la cavité. Le principe du verrouillage de modes a été proposé pour la première fois par Lamb Jr. en 1964 [6]. La première démonstration est réalisée en 1964 avec un laser He-Ne par Hargrove et al. [7], simultanément et indépendamment démontré par DiDomenico et al. [8]. En utilisant un modulateur acousto-optique intracavité, ils ont démontré la possibilité de synchroniser en phase de manière active les modes longitudinaux de la cavité laser afin de générer un train d'impulsions stable à 633 nm avec une durée d'impulsion de l'ordre de la ns.

Considérons le spectre d'émission d'une source laser formé d'un ensemble de modes longitudinaux régulièrement espacés d'un intervalle spectral libre ou ISL (écart en fréquence optique séparant 2 modes propres longitudinaux successifs d'une cavité résonante) $\Delta\nu = \frac{1}{T} = \frac{c}{2nL}$, où T est le temps d'aller-retour de la lumière dans la cavité de longueur L et d'indice de réfraction n avec c la célérité de la lumière dans le vide. Si N est le nombre de modes longitudinaux supportés par la cavité, le champ électrique de chaque mode longitudinal s'écrit :

$$E_m(t) = E_m \cdot \cos(2\pi\nu_0 t + 2\pi(m-1)\Delta\nu t + \varphi_m(t)) \quad (5.1)$$

avec ν_0 la fréquence centrale, E_m l'amplitude et φ_m la phase du mode m où m est un entier compris entre 1 et N . Pour illustrer le principe du verrouillage de modes, on considère ici $N = 10$ modes. Lorsque les phases des modes sont aléatoires (φ_m quelconque entre 0 et 2π), l'amplitude de sortie du laser présente une fluctuation périodique désordonnée dans le temps (Figure V-1.a). Cependant, si les N modes possèdent une phase synchronisée $\varphi_m(t)$, la sortie du laser présente un train d'impulsions régulier, de période T dépendant de la longueur de la cavité (Figure V-1.b).

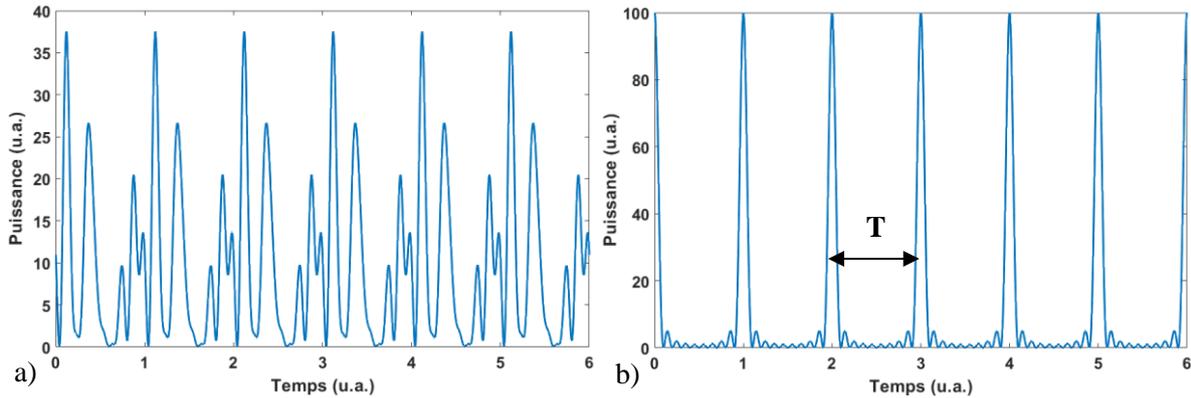


Figure V-1. Illustration du principe du verrouillage des modes longitudinaux dans une cavité résonante avec $N=10$ modes. a) Évolution temporelle de la puissance du laser pour des modes possédant des phases aléatoires et b) pour des modes verrouillés en phase.

Pour obtenir la mise en phase des modes longitudinaux de la cavité, il existe différentes méthodes :

- Le verrouillage de modes actif (utilisé dans les premières démonstrations) ;
- Le verrouillage de modes passif ;
- Le verrouillage de modes hybride qui combine le verrouillage actif et passif simultanément.

Le verrouillage de modes actif est généralement réalisé à l'aide d'un modulateur d'intensité intracavité dont la fréquence de modulation est proche (ou un multiple) de l'intervalle spectral libre (ISL) $\Delta\nu$ de la cavité résonnante. Quelques exemples de verrouillage de modes actif sont décrits dans les références [7]–[10]. En pratique, le verrouillage actif est surtout intéressant pour synchroniser la fréquence de répétition à un signal de référence externe mais son intérêt reste limité car la dispersion du milieu à gain entraîne un espacement non équidistant des modes longitudinaux et la durée d'impulsion ne peut alors être très brève.

Le verrouillage de modes passif est la méthode la plus largement utilisée, en particulier pour générer des impulsions ultra-courtes. Dans cette approche, les modes sont mis en phase à l'aide d'un élément optique passif intracavité dont la réponse est non linéaire, le plus souvent un absorbant saturable, qui module les pertes en fonction de l'intensité lumineuse incidente. Comme son nom l'indique, l'absorbant saturable est absorbant pour une intensité lumineuse instantanée faible et passant

(ou réfléchissant) pour une intensité élevée. Les intensités lumineuses instantanées élevées subissent donc moins de pertes et sont favorisées dans la cavité, ce qui correspond, dans le domaine fréquentiel, à des modes longitudinaux synchronisés en phase. L'absorbant saturable peut être, par exemple, un miroir à semi-conducteur (SESAM – *Semi-conductor Saturable Absorption Mirror*) ou un absorbant saturable artificiel qui exploitent les effets non linéaires comme la rotation de polarisation non linéaire [11] ou l'amplification non linéaire par miroir à boucle (NALM – *Nonlinear Amplifying Loop Mirror*) [12].

Un SESAM, comme celui utilisé dans la suite de ce travail, est caractérisé par quatre grandeurs :

- La fluence de saturation, qui correspond à l'énergie par unité de surface nécessaire pour saturer le semi-conducteur (en J/cm^2) ;
- Le temps de relaxation qui correspond au temps nécessaire pour que le SESAM retourne vers l'état initial non saturé ;
- La profondeur de modulation qui correspond à la différence d'absorption (ou de réflexion) de l'absorbant saturable entre l'état non saturé et l'état saturé ;
- Les pertes non saturables, c'est à dire les pertes lorsque le SESAM est à son maximum de transmission (ou de réflexion).

Plus de détails sur les propriétés optiques et l'utilisation pratique des SESAM pour réaliser du blocage de modes passif peuvent être trouvées dans les références [13]–[15].

V.2 État de l'art des sources à verrouillage de modes autour de 920 nm

Plusieurs voies ont été explorées pour développer des sources lasers à impulsions courtes autour de 920 nm, généralement avec pour objectif de remplacer les lasers Ti : Saphir à verrouillage de modes. On peut par exemple citer un oscillateur paramétrique optique (OPO) pompé synchrone par la seconde harmonique d'un laser à verrouillage de modes à fibre dopée Yb^{3+} [16]. Une autre approche réalisée par Hage et al. [17] repose sur le doublage de fréquence d'impulsions solitoniques à 1840 nm ($\lambda_{\text{SHG}} = 920$ nm) obtenues par auto-décalage de fréquence dans une fibre LMA à partir d'une source à fibre dopée erbium à 1564 nm. Plus récemment, un laser à fibre dopée ytterbium à blocage de modes élargi spectralement par SPM puis filtré pour sélectionner la longueur d'onde autour de 926 nm, a également été proposé par Wang et al. [18]. Bien que ces méthodes permettent d'obtenir un laser accordable en longueur d'onde sur une large bande spectrale, l'efficacité reste faible et les systèmes sont relativement complexes à mettre en œuvre.

L'approche basée sur des fibres dopées néodyme a également été étudiée par le passé. La première démonstration d'un laser mode-locked basé sur une fibre Nd^{3+} pompée cœur a été rapportée en 1997 [19]. La source utilise une cavité linéaire intégrant des prismes fortement dispersifs en espace libre afin de compenser la dispersion intracavité. Ce système génère ainsi des impulsions d'une durée

de 53 fs et une énergie par impulsion de 500 pJ autour de 920 nm. Par la suite, Clowes et al. [20] ont décrit un laser à fibre dopée Nd^{3+} pompé dans le cœur émettant à 927 nm et produisant des impulsions de quelques ps. Plus récemment, des lasers à fibre dopée Nd^{3+} à verrouillage de modes avec une cavité en anneau basée sur l'évolution non linéaire de la polarisation ont été développés à 910-935 nm [21] et à 930 nm [11]. Des impulsions d'une durée inférieure à 200 fs ont été obtenues après compression temporelle, avec une énergie par impulsion >1 nJ. Cependant, ces configurations utilisaient des fibres non-PM, réduisant ainsi la stabilité et la robustesse du régime de verrouillage de modes [22], [23]. En 2019, Becheker et al. [24], en collaboration avec notre équipe, ont démontré le verrouillage de modes par résonance de soliton dissipatif (DSR) dans un laser à fibre dopée au Nd^{3+} (profil d'indice en W) tout-PM avec une configuration de cavité en huit fonctionnant à 927 nm. Le régime DSR a produit des impulsions nanosecondes allant de 0,5 à 6 ns, avec une énergie maximale par impulsion de 20 nJ. Des systèmes laser à fibre dopée Nd^{3+} PM à verrouillage de modes autour de 920 nm ont également été étudiés par Wang et al. avec un miroir à boucle d'amplification non linéaire et une compensation de dispersion incluse dans la section en espace libre de la cavité [12].

V.3 Blocage de modes en régime de soliton dissipatif

Le blocage de modes en régime de soliton dissipatif est nommé ainsi en opposition au régime de soliton en dispersion anormale ($\beta_2 > 0$), qui repose principalement sur l'équilibre entre l'effet de la dispersion et l'effet de la SPM afin de maintenir la forme temporelle de l'impulsion au cours de sa propagation [25]. Dans le cas des solitons dissipatifs, le gain et le filtrage spectral dans la cavité jouent également un rôle essentiel dans la formation des impulsions [26]. Chong et al. ont démontré et étudié en 2006, un laser à fibre femtoseconde en régime de dispersion normale sans compensation de dispersion intracavité dans lequel la formation des impulsions provient d'un filtrage spectral intracavité d'impulsions fortement modulées en longueur d'onde (désigné par le terme anglais « frequency chirp » [27]). Dans cette configuration généralement nommée laser ANDi (*All-Normal Dispersion*), aucune compensation de dispersion n'est nécessaire pour obtenir un régime de blocage de modes. La formation des impulsions dépend alors fortement des processus dissipatifs (gain, pertes, filtrage spectral) et de la dérive de la phase. L'avantage de ce régime est qu'il permet de réaliser une source laser en régime de blocage de modes sans la complexité de la compensation de dispersion intracavité. Les impulsions produites ont généralement une durée de plusieurs ps et sont également fortement modulées en longueur d'onde. Si la largeur spectrale des impulsions est suffisamment élevée, il est alors possible de compresser ces impulsions en sortie de la cavité jusqu'à des durées très courtes < 500 fs. Les lasers ANDi à solitons dissipatifs permettent de générer des impulsions avec des caractéristiques temporelles et spectrales différentes, en faisant varier trois paramètres essentiels de la cavité, à savoir : la largeur spectrale du filtre passe-bande, la dispersion temporelle totale et le gain [28].

V.4 Cavité en anneau accordable entre 903 et 920 nm

Dans ce contexte, nous avons décidé de réaliser une source laser à verrouillage de modes accordable autour de 910 nm et à maintien de polarisation (PM). Ce laser repose sur une cavité en anneau intégrant une fibre Nd³⁺ monomode PM pompée dans le cœur et un SESAM. L'avantage de cette fibre dopée Nd³⁺, par rapport à la fibre double gaine à profil d'indice en W qui est également à cœur monomode (voir partie I.2.3), est qu'elle présente un coefficient d'absorption à la longueur d'onde de la pompe nettement plus élevé (~47 dB/m). L'absorption importante permet de réduire considérablement la longueur de fibre dans la cavité, ce qui diminue la dispersion accumulée et les effets non linéaires, favorisant ainsi la stabilité du régime de blocage de modes. Le SESAM est un composant dont la fabrication est désormais bien maîtrisée, notamment par la société Batop [13] qui propose aujourd'hui en standard plusieurs SESAM prévus pour fonctionner autour de 900 nm. De plus, l'utilisation d'un SESAM permet de simplifier la cavité laser et ainsi de concevoir une source laser relativement compacte, fiable et potentiellement auto-démarrante. Le SESAM est donc un bon candidat pour une première démonstration d'un laser à fibre PM dopée Nd³⁺ à verrouillage de modes passif.

V.4.1 Montage expérimental et simulation

La cavité en anneau développée est représentée sur la Figure V-2. Elle est formée par une fibre PM dopée néodyme (Nd 103 PM produite par Coractive) à cœur monomode d'une longueur de 1 m. Les diamètres de cœur et de gaine sont respectivement de 4,2 μm et 125 μm . La source de pompage est une diode laser à 808 nm couplée sur une fibre monomode et émettant une puissance maximale de 250 mW en régime continu. Un WDM (Wavelength Division Multiplexer) 808 nm/915 nm permet d'injecter la pompe dans le cœur de la fibre optique dopée Nd³⁺.

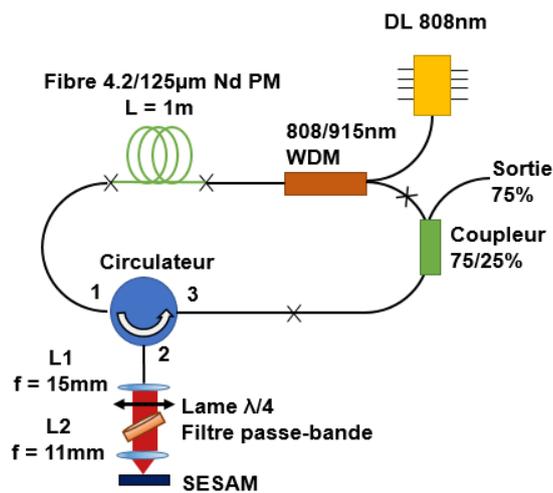


Figure V-2. Schéma de la cavité laser en anneau pour réaliser le verrouillage de modes.

Un circulateur optique est ensuite utilisé pour envoyer le signal vers le SESAM. La voie 2 du circulateur est d'abord collimatée à l'aide d'une lentille (L1), de distance focale 15 mm. Un filtre passe-bande de

largeur spectrale $\Delta\lambda = 10$ nm permet de filtrer l'émission parasite à 1060 nm, de réduire et de contrôler la largeur spectrale de l'impulsion, mais également d'accorder la longueur d'onde centrale d'émission. Une lame $\lambda/4$ est ajoutée afin de corriger la possible dépolarisation par le filtre passe-bande incliné. Une seconde lentille (L2) de distance focale 11 mm focalise le faisceau laser sur la surface du SESAM. La lentille L2 est montée sur une platine de translation afin d'ajuster la taille de la tache focale sur le SESAM. Le SESAM (Batop GmbH) est spécifié à 920 nm (plage d'utilisation 880-950 nm). La fluence à saturation est de $15 \mu\text{J}/\text{cm}^2$, la profondeur de modulation est de 20%, les pertes non saturables de 10% et le temps de relaxation de 3 ps.

Le modèle numérique basé sur la GNLSE, brièvement présenté dans le chapitre I (I.4.3.1), nous permet également de simuler la cavité en anneau afin d'estimer les durées d'impulsions, la dérive fréquentielle (frequency chirp) et la forme du spectre d'émission en sortie. Les différents éléments sont intégrés dans une boucle itérative en suivant le schéma de la Figure V-3.

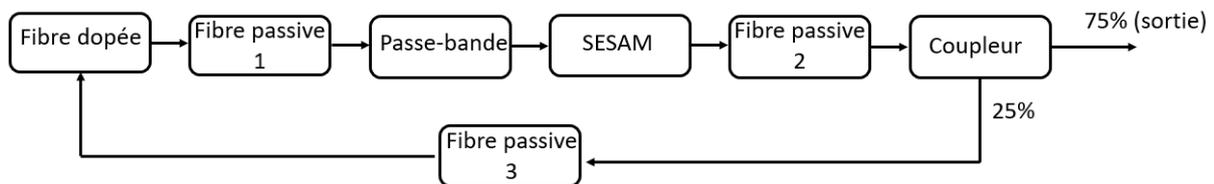


Figure V-3. Schéma de la boucle de simulation numérique permettant de modéliser la cavité en anneau.

L'impulsion initialement injectée dans le modèle est une impulsion de forme gaussienne avec une durée à mi-hauteur arbitrairement choisie égale à 100 ps. L'impulsion est ensuite propagée de manière séquentielle dans les différents éléments représentés sur la figure V-3. Le coupleur de sortie permet d'extraire 75% de la puissance (correspondant à la sortie) et 25% est renvoyée vers la fibre active dopée Nd^{3+} . La boucle est simplement répétée jusqu'à ce que la forme temporelle de l'impulsion (et son spectre optique associé) n'évolue plus. Les principaux paramètres de simulation sont donnés dans le Tableau V.I. Après avoir ajouté à l'équation (1.13) un terme correspondant au gain effectif simple passage dans la fibre dopée, cette équation peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{g}{2}A + i\frac{\beta_2}{2}\frac{\partial^2}{\partial z^2}A = i\gamma|A|^2A \quad (5.2)$$

Le gain g prend en compte la saturation du gain à partir du gain faible signal g_0 , de la puissance moyenne P_{moy} et de la puissance à saturation P_{sat} :

$$g = \frac{g_0}{1 + \frac{P_{\text{moy}}}{P_{\text{sat}}}} \quad (5.3)$$

La puissance moyenne P_{moy} est calculée à chaque pas à partir de l'énergie de l'impulsion. Le gain est supposé constant sur toute la bande spectrale considérée, ce qui est justifiable pour des impulsions avec une largeur spectrale (< 2 nm) nettement inférieure à la largeur de la bande de gain (> 20 nm), ce qui est

effectivement le cas pour le système laser développé. Le gain est fixé pour obtenir une puissance moyenne de 3 mW en sortie. Le paramètre γ est calculé pour un MFD de $4,5 \mu\text{m}$ et un indice non linéaire $n_2 = 2,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ [29].

Paramètre	Valeur numérique de simulation
λ_0	910 nm
Δt_{init}	100 ps
g_0	$2,18 \text{ m}^{-1}$
P_{sat}	20 mW
β_2	$30 \text{ ps}^2/\text{km}$
n_2	$2,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$
MFD	$4,5 \mu\text{m}$
γ	$9,6 \cdot 10^{-3} \text{ m}^{-1}\text{W}^{-1}$
Longueur L de la fibre dopée	1 m

Tableau V-I. Valeurs numériques des principaux paramètres utilisés dans la simulation (voir chapitre I §1.3).

Pour que la solution trouvée soit considérée comme stable, les impulsions doivent avoir les mêmes caractéristiques temporelles et spectrales d'une itération à la suivante. Dans notre cas, les simulations convergent après environ 100 itérations successives. Les résultats obtenus après 200 itérations (environ 40 secondes) sont présentés sur la Figure V-4.a). L'impulsion simulée présente une durée à mi-hauteur de 9,3 ps avec une forme temporelle gaussienne.

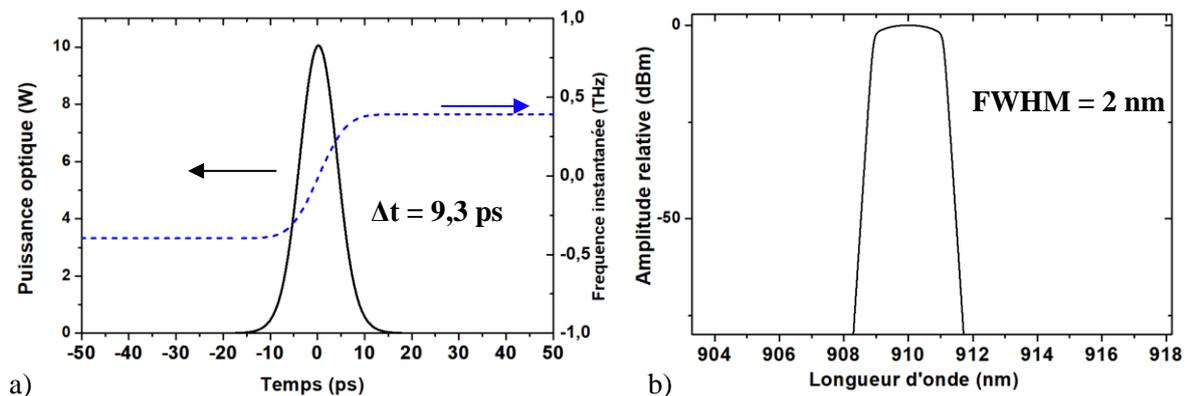


Figure V-4. Résultats de la simulation numérique obtenus pour la cavité en anneau. a) Forme temporelle de l'impulsion et dérive de fréquence instantanée. b) Spectre des impulsions autour de 910 nm.

La dérive en fréquence (« chirp » fréquentiel) de l'impulsion simulée est croissante, comme attendu dans un régime de dispersion normale par interaction des effets linéaires et non linéaires [30]. Une dérive de fréquence positive et parfaitement linéaire sur toute la durée de l'impulsion permettrait de compresser temporellement les impulsions de sortie à la limite de Fourier, donc sans piédestal. Ici, nous observons

une dérive de la fréquence qui reste linéaire seulement dans la partie centrale de l'impulsion, ce qui est néanmoins attendu pour une impulsion de forme gaussienne.

La convergence rapide de la boucle itérative vers une solution stable permet donc de vérifier qu'un régime de blocage de modes peut être obtenu avec la configuration considérée. Avec une durée de 9,3 ps à mi-hauteur et une largeur spectrale de 2 nm, l'impulsion obtenue par simulation présente un produit temps fréquence de 6,7, ce qui est attendu dans une cavité sans compensation de dispersion et une impulsion avec une importante dérive de fréquence.

V.4.2 Résultats expérimentaux

Lorsque la puissance de pompage est progressivement augmentée, le seuil d'émission laser est atteint pour une puissance d'environ 95 mW. Une fois ce seuil dépassé, la cavité fonctionne d'abord en régime d'émission continue (CW). Pour une puissance de pompe supérieure à ~120 mW, une modulation temporelle de l'amplitude du signal de sortie est observée. En réglant la position et l'orientation du SESAM, la position de la lentille L2 et l'orientation de lame $\lambda/4$, l'intensité détectée présente soit une modulation de type « Q-switch », soit une modulation de type « mode-locked » ou une modulation combinée « Q-switch » superposée à une modulation typique de blocage de modes (nommée « Q-switched mode-locking » [31]). Après réglage, un régime de blocage de modes stable dans le temps et auto-démarrant est obtenu. La puissance de sortie autour de 910 nm en fonction de la puissance de pompe est représentée sur la Figure V-5.a). Pour le régime à blocage de modes stable, la puissance moyenne en sortie est comprise entre 1,8 et 5,5 mW.

En fonction de la puissance de pompage, trois régimes sont donc successivement observés :

- Un régime continu à faible puissance de pompe (~ 95 mW) ;
- Un régime de blocage de modes stable et auto-démarrant entre 120-185mW de puissance de pompe ;
- Un régime « Q-switched mode-locking » instable pour une forte puissance de pompe (> 185 mW).

Le filtre passe-bande, en modifiant son inclinaison, permet d'accorder la longueur d'onde de sortie. La cavité peut s'accorder sur une plage spectrale entre 903 nm et 912,5 nm en maintenant un régime de blocage de modes stable. Quelques exemples de spectres mesurés dans cette plage de longueurs d'onde sont présentés sur la Figure V-5.b). La largeur spectrale mesurée des spectres en sortie est comprise entre 1,4 nm (à une longueur d'onde centrale de 912 nm) et 2,2 nm (à une longueur d'onde centrale de 903 nm).

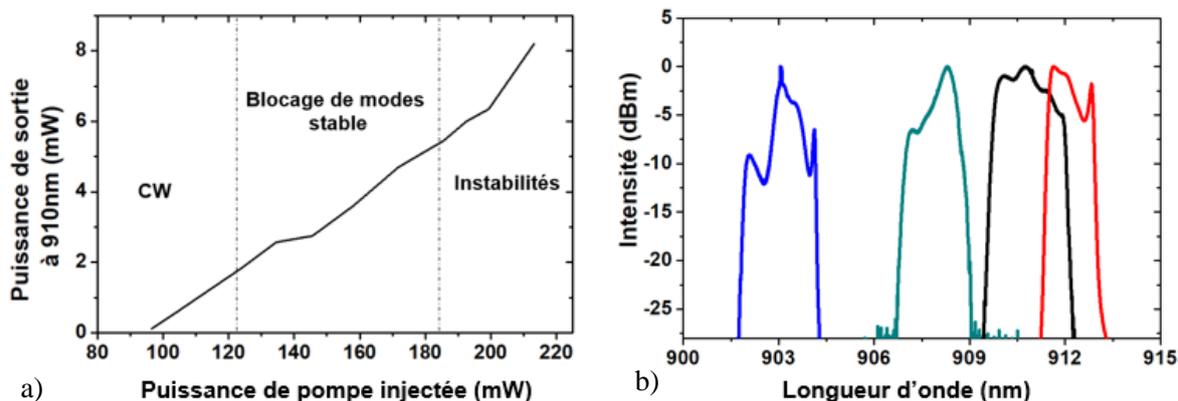


Figure V-5. a) Puissance de sortie autour à 910 nm en fonction de la puissance de pompe injectée dans le cœur de la fibre dopée Nd^{3+} . b) Spectre optique en sortie pour différentes inclinaisons du filtre passe-bande.

Ces résultats sont obtenus avec un coupleur de sortie de 75% en transmission. Notons que le coupleur 75:25 permet également, en inversant les deux fibres de sortie, d'extraire 25% de la puissance intracavité vers la sortie au lieu de 75 %. Dans ce cas, la cavité présente des pertes plus faibles et peut être accordée sur une plage spectrale plus étendue allant de 905 nm à 919 nm mais avec une puissance de sortie réduite. Une transmission du coupleur de sortie plus faible (25%) entraîne en effet une inversion de population plus faible dans la fibre dopée, ce qui a pour conséquence d'étendre et de décaler spectralement le gain vers les grandes longueurs d'onde (réabsorption plus marquée liée au caractère 3 niveaux du laser). La seconde conséquence est l'augmentation de la puissance optique intracavité et donc des effets non linéaires accumulés, ce qui entraîne un élargissement du spectre et, par conséquent, une augmentation par dispersion de la durée d'impulsion. Ce taux de couplage de 25% n'a donc pas été retenu dans la suite de cette étude.

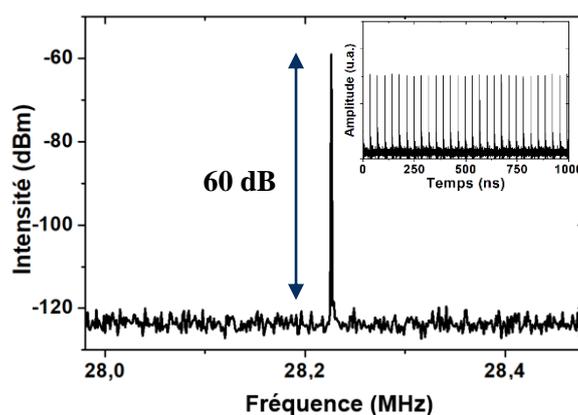


Figure V-6. Spectre RF du signal détecté en sortie de la cavité en anneau fonctionnant en régime de blocage de modes stable. Insert : Train d'impulsions sur un temps d'acquisition total de 1 μ s.

Le spectre RF est mesuré à l'aide d'une photodiode rapide (DET08CFC/M - bande passante 5 GHz) reliée à un analyseur de spectre électrique (Agilent modèle E4402B) avec une résolution de 50 Hz et une plage d'analyse spectrale centrée autour de 28,3 MHz de largeur 500 kHz. Le spectre mesuré

confirme la bonne stabilité du régime mode-locked avec un SNR de ~ 60 dB (Figure V-6). Le spectre RF montre une fréquence de répétition de 28,23 MHz, correspondant à l'ISL (verrouillage de modes sur la fréquence fondamentale de la cavité). Cette fréquence de répétition correspond à un temps de parcours d'une impulsion dans une cavité de longueur optique estimée à 7,3 m. L'énergie maximale par impulsion est alors estimée à 0,2 nJ.

Les durées d'impulsion en sortie de la cavité sont estimées à l'aide d'un auto-corrélateur en intensité réalisé au laboratoire dans le cadre de cette thèse. La trace mesurée (Figure V-7) s'ajuste parfaitement à une forme gaussienne d'une durée à mi-hauteur de 10,7 ps, ce qui correspond par conséquent à une impulsion de forme gaussienne avec une durée à mi-hauteur d'environ 8 ps. La mesure est donc en accord avec les durées d'impulsions simulées précédemment. La trace d'autocorrélation ne possède pas de rebond, indiquant que l'impulsion est unique et que le régime est stable. La durée d'impulsion (8 ps) et la largeur spectrale (1,7 nm à 907 nm) donne un produit temps-fréquence de 4,9. Cette valeur est relativement éloignée de la limite par transformée de Fourier (qui est de 0,44 pour une impulsion gaussienne), comme attendu pour un laser à verrouillage de modes fonctionnant en régime de dispersion normale et sans compensation de dispersion.

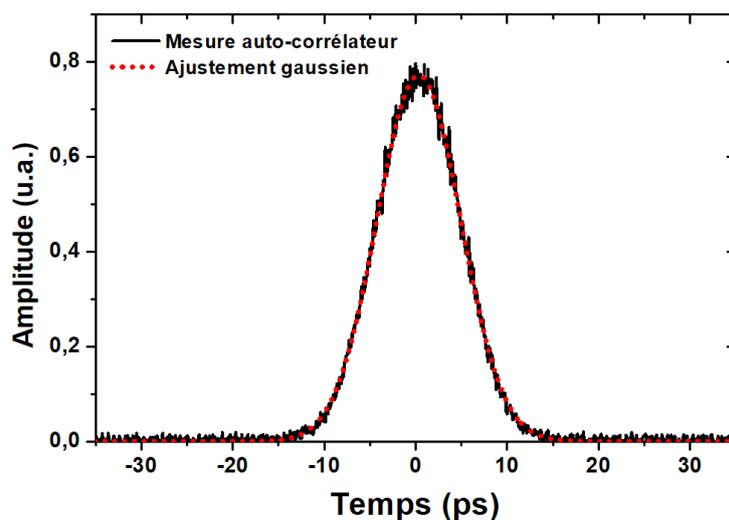


Figure V-7. Trace d'autocorrélation mesurée en sortie de l'oscillateur en anneau à verrouillage de modes (pour une longueur d'onde centrale de 907 nm) et ajustement par un profil gaussien.

V.4.3 Amplification dans une fibre dopée Nd^{3+} PM monomode à saut d'indice et compression temporelle des impulsions

Pour augmenter l'énergie par impulsion, le signal en sortie de l'oscillateur est amplifié dans une fibre dopée Nd^{3+} identique à celle mise en œuvre dans l'oscillateur (Figure V-8). La sortie de la cavité en anneau est d'abord isolée optiquement afin d'éviter toute instabilité provoquée par un éventuel retour parasite vers l'oscillateur. Un WDM permet d'injecter le signal autour de 910 nm et la pompe (DL 808 nm monomode ; 250 mW) dans le cœur de la fibre dopée Nd^{3+} . L'utilisation d'une fibre pompée cœur avec une forte absorption autour de 808 nm est à nouveau privilégiée afin de réduire la longueur de fibre

($L = 1$ m) et de limiter au maximum les effets non linéaires et la dispersion, au détriment du gain qui est de l'ordre de 10-13 dB (entre 905-915 nm) dans les conditions de l'expérience.

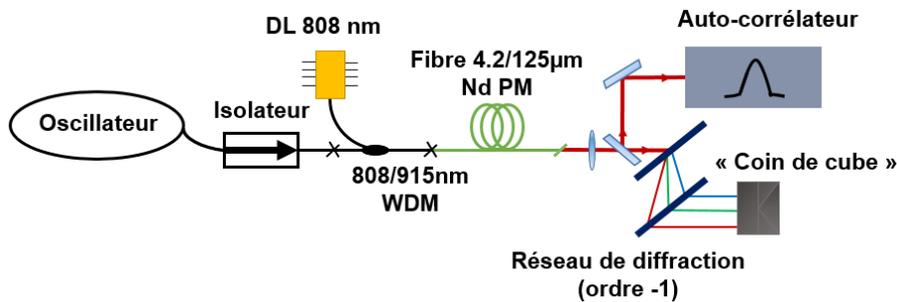


Figure V-8. Schéma expérimental pour l'amplificateur et la compression par réseaux de diffraction.

Le maximum du gain dans la fibre dopée Nd^{3+} utilisée est situé autour de 906 nm. À cette longueur d'onde, la puissance de sortie est de 42 mW (gain = 11,5 dB) au maximum de puissance de pompe (250 mW). Pour une longueur d'onde centrée autour de 912 nm, la puissance moyenne de sortie est réduite à 22 mW (gain = 10 dB). Ces mesures sont obtenues après un filtre passe-bande filtrant l'ASE à 1060 nm. Le spectre en sortie de l'amplificateur sans filtre passe-bande (Figure V-9), indique que seulement 22% de la puissance totale est contenue dans la bande d'émission parasite à 1060 nm. De plus, la pureté spectrale du signal dans la bande d'émission de la transition à trois niveaux est de 99%, signifiant que l'ASE dans la bande 880-930 nm reste très limitée. L'insert de la Figure V-9 montre en détail le spectre autour de la longueur d'onde du signal laser. La largeur à mi-hauteur du spectre du signal amplifié est mesurée égale à 1,7 nm. L'élargissement spectral par SPM introduit dans l'étage d'amplification reste donc négligeable.

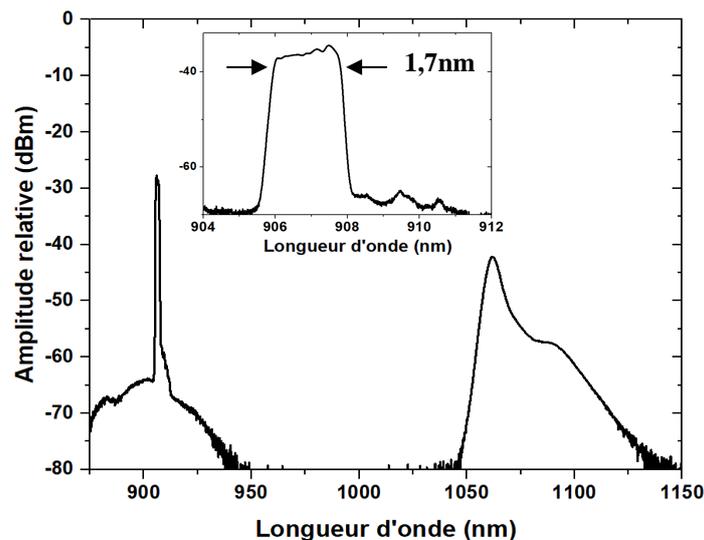


Figure V-9. Spectre en sortie de l'amplificateur. Insert : détail du spectre autour de la longueur d'onde du signal laser.

Afin d'estimer l'effet de la dispersion sur la durée d'impulsion en sortie de l'amplificateur, une trace d'autocorrélation est également réalisée. La mesure est présentée sur la Figure V-10.a) et montre

que l'impulsion s'élargit légèrement pour atteindre une durée de 9 ps, en conservant sa forme gaussienne. Cette durée d'impulsion correspond bien à celle obtenue par simulation numérique pour une longueur de fibre de 4 m (prenant en compte la fibre passive des composants) et un coefficient β_2 égal à $+30 \text{ ps}^2/\text{km}$. Pour réaliser la compression temporelle, le faisceau en sortie de l'amplificateur est collimaté puis envoyé successivement à travers deux réseaux de diffraction fonctionnant en transmission (LightSmith 1850 traits/mm) en configuration Treacy [32] (Figure V-8). Un miroir « coin de cube » permet de décaler verticalement le faisceau, ce qui permet de séparer spatialement le faisceau incident et le faisceau retour après un second passage à travers les deux réseaux (le second passage est nécessaire pour conserver la forme spatiale du faisceau après compression). On peut estimer la dispersion optimale du compresseur en simulant la propagation dans un élément d'optique qui impose une dispersion anormale ($\beta_2 < 0$). En appliquant une dispersion totale de $-2,6 \text{ ps}^2$ sur l'impulsion simulée en sortie d'amplificateur, on obtient une impulsion compressée proche de la limite par transformée de Fourier avec une durée à mi-hauteur de 1 ps, représentée en bleu sur la Figure V-10.b.

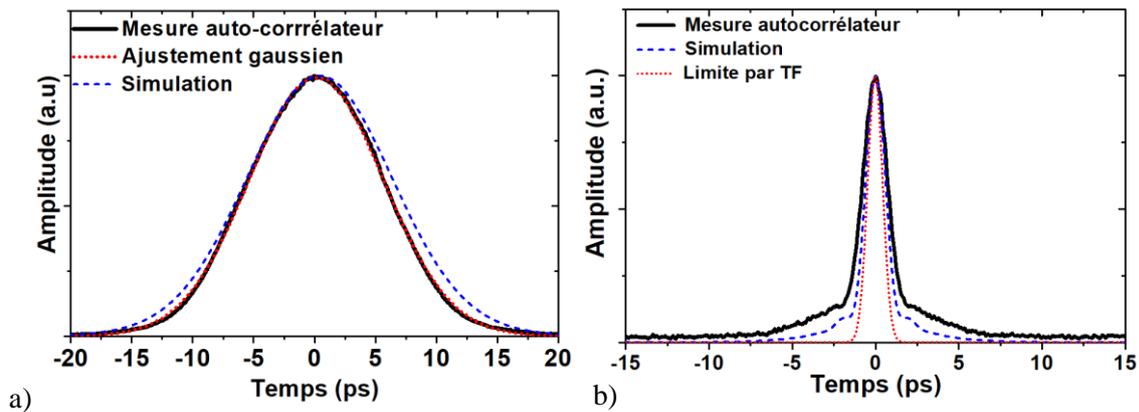


Figure V-10. a) Trace d'autocorrélation en intensité mesurée en sortie de l'amplificateur. b) Trace d'autocorrélation en intensité mesurée après compression à travers une paire de réseaux de diffraction et impulsion calculée limitée par transformée de Fourier.

En pratique, le second réseau de diffraction est monté sur une platine de translation, ce qui permet de régler la distance entre les réseaux et donc de modifier la dispersion appliquée sur les impulsions en sortie d'amplificateur. Le réglage est réalisé en observant la trace d'autocorrélation des impulsions en sortie du compresseur. Finalement, le meilleur résultat est obtenu pour une distance d'environ 5 cm entre les deux réseaux et donne une impulsion compressée de 1,4 ps à mi-hauteur (trait plein noir sur la Figure V-10.b). En considérant la largeur spectrale de 1,7 nm, le produit temps fréquence est inférieur à 0,8 (la limite par TF est de 0,44 pour une impulsion gaussienne). Le piédestal observé sur la trace d'autocorrélation provient d'une dérive de la fréquence optique qui n'est pas parfaitement linéaire. Toutefois, la durée estimée et la forme temporelle restent identiques lorsque la puissance de pompe de l'amplificateur est modifiée, ce qui semble indiquer que la dérive non linéaire de fréquence accumulée ne provient pas de l'amplificateur mais plus probablement de l'oscillateur laser à verrouillage de modes décrit dans la partie V.4.1.

V.5 Amplification et élargissement spectral dans une fibre PM dopée Nd³⁺ avec un profil d'indice en W

Afin de réduire la durée des impulsions, il est nécessaire d'augmenter la largeur spectrale des impulsions avant la compression. Nous avons vu que la SPM peut fortement élargir le spectre des impulsions, ce qui n'était pas souhaitable tant que l'objectif était d'effectuer une conversion de fréquence. Pour répondre à des applications nécessitant des impulsions ultra-courtes autour de 910 nm (ex : microscopie à deux photons), la SPM peut être utilisée pour augmenter la largeur du spectre optique d'impulsions picosecondes dont la durée pourra par la suite être réduite par compression temporelle. Cependant, les impulsions en sortie du préamplificateur (voir Figure V-8) doivent être à nouveau amplifiées de manière à atteindre la puissance crête nécessaire à un élargissement spectral par SPM de plusieurs nm. Ce second amplificateur utilise désormais une fibre dopée néodyme double-gaine à profil d'indice en W de manière à atteindre une puissance moyenne de plusieurs centaines de mW. La puissance crête importante combinée à une longueur de fibre relativement élevée (~10 m) et un MFD faible (4,5 μm) devrait à priori (d'après les simulations réalisées voir Figure V-14.c) et d) produire un élargissement spectral jusqu'à une dizaine de nanomètres. Pour une largeur spectrale proche de 10 nm autour de 910 nm, la limite par TF indique une limite de 122 fs pour une impulsion gaussienne. L'ajout d'une fibre passive en sortie d'amplificateur n'est donc pas nécessaire pour obtenir l'élargissement spectral requis. L'ajustement de la largeur du spectre après l'élargissement par SPM s'effectue simplement en modifiant la puissance de pompage de l'amplificateur. Cette configuration se rapproche de la méthode DSPM (Dispersive Self-Phase Modulation) où l'effet combiné de la dispersion normale et de la SPM dans une fibre passive produit une impulsion fortement chirpée avec une dérive de fréquence linéaire et positive qui autorise une compression de l'impulsion à la limite par TF [33]. Lorsque l'élargissement spectral a lieu dans une fibre amplificatrice, on peut également parler d'amplification auto-similaire (ou *self-similar amplification*) qui correspond aux effets combinés du gain, de la SPM et de la dispersion normale. Cette méthode produit des impulsions paraboliques en sortie avec une importante dérive en fréquence linéaire [34].

Le signal en sortie du préamplificateur est injecté, après passage à travers un filtre WDM filtrant l'émission à 1060 nm et un isolateur optique, dans le cœur de la fibre double gaine dopée Nd³⁺ (Figure V-11). La longueur de fibre dopée est choisie égale à environ 8 m. La fibre est pompée dans la gaine en contra-propagatif à l'aide d'une diode multimode délivrant une puissance maximale de 12 W à 808 nm et d'un combineur pompe/signal. La compression est réalisée, de la même façon que précédemment (V.4.3), à l'aide de deux réseaux de diffraction en configuration de Treacy. Le signal au retour du compresseur est envoyé vers l'auto-corrélateur pour mesurer la durée d'impulsion.

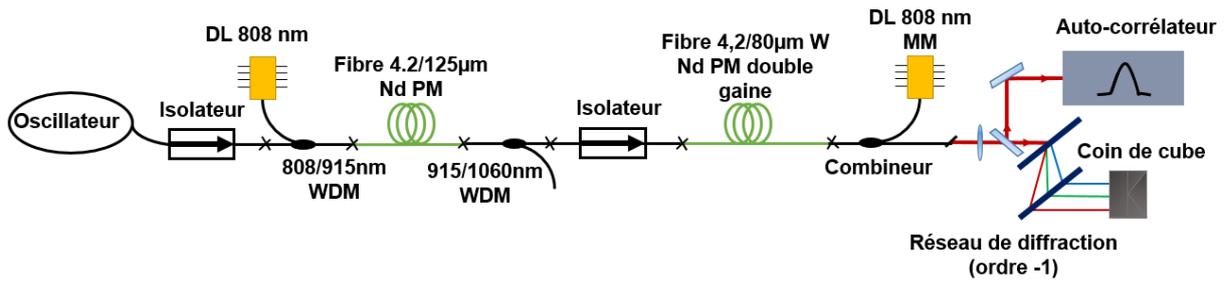


Figure V-11. Schéma du montage expérimental pour l'amplification et l'élargissement spectral dans une fibre double gaine PM dopée Nd^{3+} à profil d'indice en W.

V.5.1 Résultats expérimentaux et simulation

Les résultats obtenus expérimentalement sont comparés ici aux résultats par simulation numérique. Expérimentalement, le signal en sortie du préamplificateur, d'une puissance moyenne de 22 mW autour de 912 nm, est injecté dans la fibre à profil d'indice en W après filtrage de l'émission à 1060 nm.

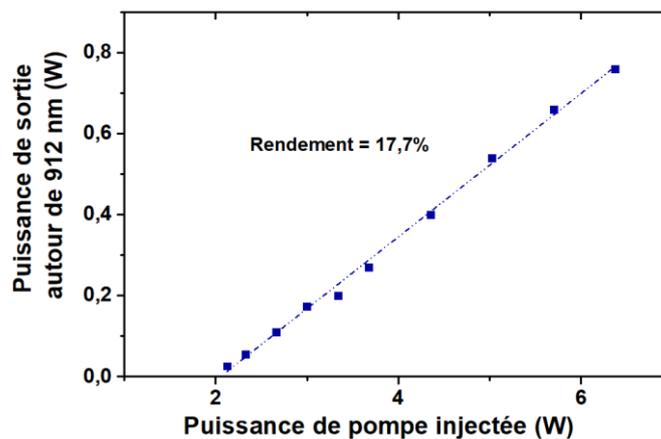


Figure V-12. Puissance de sortie de l'amplificateur à fibre en W en fonction de la puissance de pompe pour une puissance signal injecté de 22 mW à 912 nm.

Le rendement de l'amplificateur est mesuré égal à $\sim 18\%$ (Figure V-12), ce qui est attendu étant donné la longueur d'onde du signal qui est assez loin du maximum de gain de la fibre en W situé autour de 920 nm. Pour une puissance de pompe de 6,3 W (limitée à cette valeur pour éviter d'endommager des composants), la puissance maximale de signal en sortie est de 750 mW. La structure du profil d'indice en W permet de supprimer l'ASE à 1060 nm en courbant la fibre sur un rayon de 5 cm. Les spectres du

signal amplifié sont donnés sur la Figure V-13 pour différentes puissances de sortie.

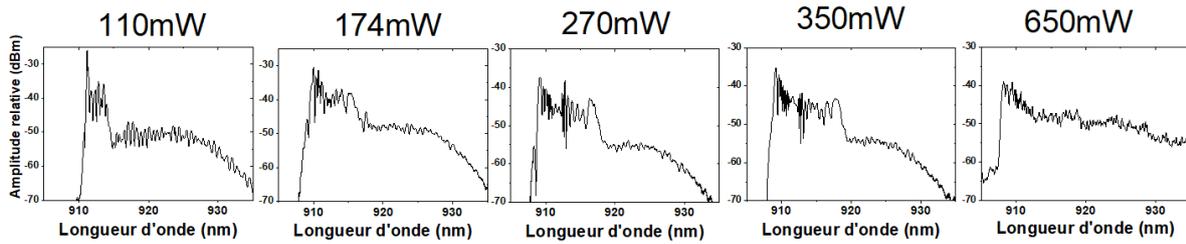


Figure V-13. Évolution du spectre en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur pour des puissances de sortie comprises entre 110 mW et 650 mW.

Comme attendu, le spectre s'élargit progressivement en fonction de la puissance. Il passe de 3,2 nm pour une puissance relativement faible de 110 mW jusqu'à plus de 10 nm pour une puissance de 650 mW. On peut toutefois noter que la modulation typique de la SPM, nettement visible jusqu'à une puissance de 350 mW, semble ensuite devenir plus désordonnée et moins visible, comme le montre le spectre correspondant à une puissance de sortie de 650 mW. Il est donc probable qu'aux puissances de sortie supérieures à ~ 400 mW un phénomène de wave breaking se déclenche et initie à son tour un élargissement de type continuum qui dégrade généralement la cohérence des impulsions. Si la formation du spectre n'a pas été rigoureusement interprétée au-delà du seuil de wave breaking dans le cadre de cette thèse, l'hypothèse de la perte de cohérence a été vérifiée expérimentalement dans le paragraphe suivant dédié à la compression temporelle des impulsions amplifiées [35], [36].

Par la suite, la puissance de sortie a été limitée à 350 mW afin d'éviter une dégradation de la cohérence des impulsions. Pour cette puissance de sortie, le spectre expérimental mesuré présente une largeur de 9,6 nm (Figure V-14.a). La durée d'impulsion en sortie de l'amplificateur en W est mesurée par autocorrélation et donne une trace gaussienne élargie par l'effet de la dispersion, de largeur temporelle à mi-hauteur égale à 27 ps (contre 12 ps après le préamplificateur) correspondant à une durée à mi-hauteur estimée de 19 ps. Les deux traces d'autocorrélation sont représentées sur la Figure V-14.b). Il est difficile de déterminer à partir de la trace d'autocorrélation si l'impulsion réelle est gaussienne ou parabolique car la trace d'autocorrélation d'une impulsion parabolique s'approche également d'une forme gaussienne.

Afin de vérifier les résultats expérimentaux de l'élargissement spectral dans l'amplificateur puis la durée de l'impulsion après compression, nous modélisons la propagation dans l'amplificateur des impulsions précédemment simulées en sortie du préamplificateur. Ce calcul est réalisé en considérant une fibre dopée Nd^{3+} de 8 m de longueur (gain $g_0 = 1,95 \text{ m}^{-1}$, $\gamma = 9,6 \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ et $\beta_2 = 30 \text{ ps}^2/\text{km}$) puis une fibre passive de 2 m de longueur pour tenir compte de la propagation dans le combineur. Le gain g_0 est ajusté pour obtenir une puissance moyenne de sortie égale à 350 mW. Pour cette valeur de puissance en sortie de l'amplificateur, le spectre simulé présente une largeur à mi-hauteur proche de 8,2 nm (Figure V-14.c). Les traces d'autocorrélation simulées en sorties du préamplificateur et de l'amplificateur sont

comparées sur la Figure V-14.d). L'impulsion obtenue en sortie présente une dérive en fréquence quasiment linéaire dans la partie centrale de l'impulsion grâce aux effets combinés de la SPM et de la dispersion avec une durée à mi-hauteur de 17 ps. Les durées des impulsions obtenues par simulation sont en bon accord avec l'expérience.

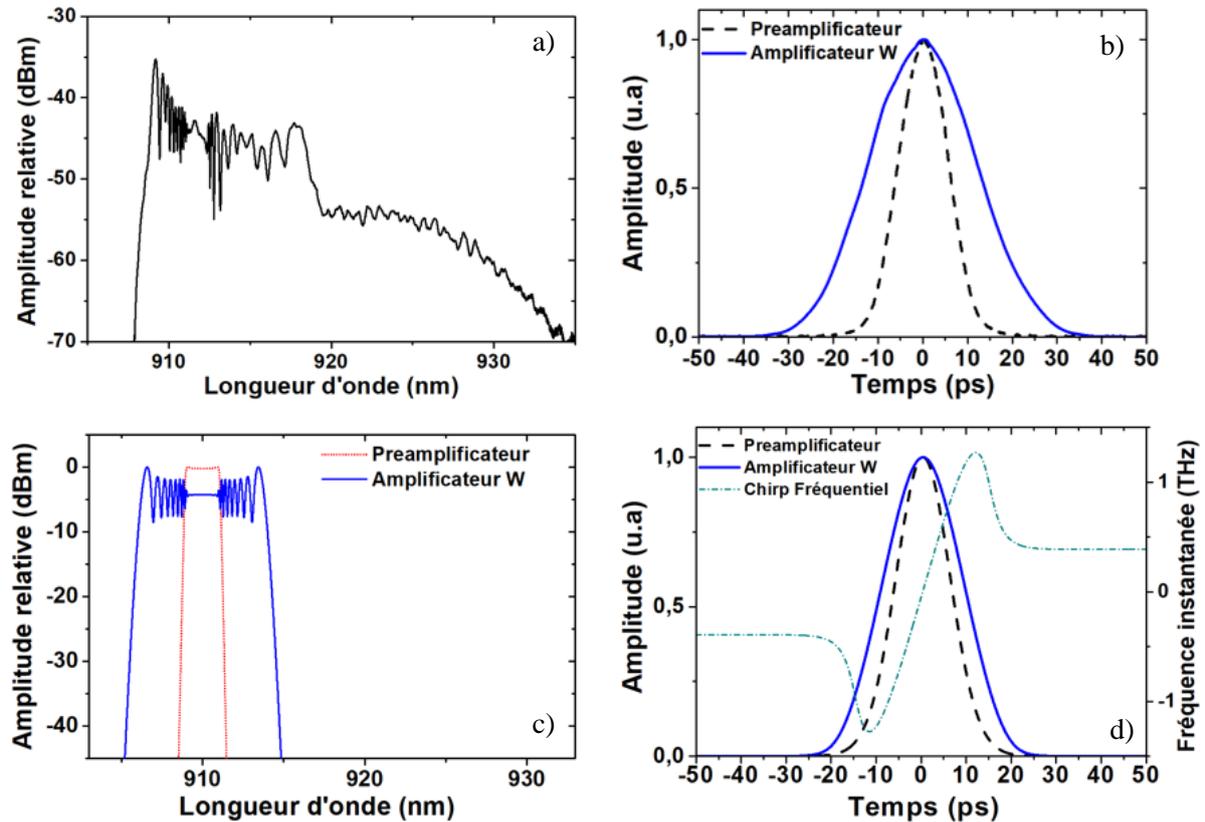


Figure V-14. a) Spectre mesuré en sortie de l'amplificateur W pour une puissance de sortie de 350 mW. b) Trace d'autocorrélation en sortie de l'amplificateur W comparée à la trace obtenue en sortie de préamplificateur c) Spectre simulé en sortie du préamplificateur et en sortie de l'amplificateur W pour une puissance de sortie amplifiée de 350 mW. d) Traces d'autocorrélation simulées en sortie du préamplificateur et en sortie de l'amplificateur W.

La dissymétrie du spectre optique observée expérimentalement n'est pas reproduite par la modélisation. Ceci peut s'expliquer par l'absence d'un gain dépendant de la longueur d'onde dans la simulation. Dans l'expérience, les grandes longueurs d'onde générées correspondent aux décalages du front montant de l'impulsion. Cette partie de l'impulsion sera donc amplifiée davantage, ce qui va avoir pour conséquence de dissymétriser l'impulsion par l'action de l'amplification associée à l'élargissement spectral par SPM. Cependant, l'élargissement spectral total déterminé par simulation est relativement proche de la valeur obtenue par l'expérience.

V.5.2 Compression par une paire de réseaux en montage de Treacy

L'élargissement spectral observé expérimentalement atteint 9,6 nm lors de l'amplification dans la fibre à profil d'indice en W pour une puissance de 350 mW. Comme indiqué précédemment, au-delà de cette puissance, les effets non linéaires deviennent trop importants, ce qui entraîne une forte distorsion de la phase au sein de l'impulsion. Pour cette largeur spectrale de 9,6 nm, la limite temporelle des

impulsions par transformée de Fourier est de 140 fs. Les impulsions amplifiées sont compressées à l'aide des deux réseaux de diffraction en montage de Treacy, comme déjà utilisé précédemment. En ajustant la distance entre les réseaux à environ 1 cm, la durée d'impulsion minimale est obtenue.

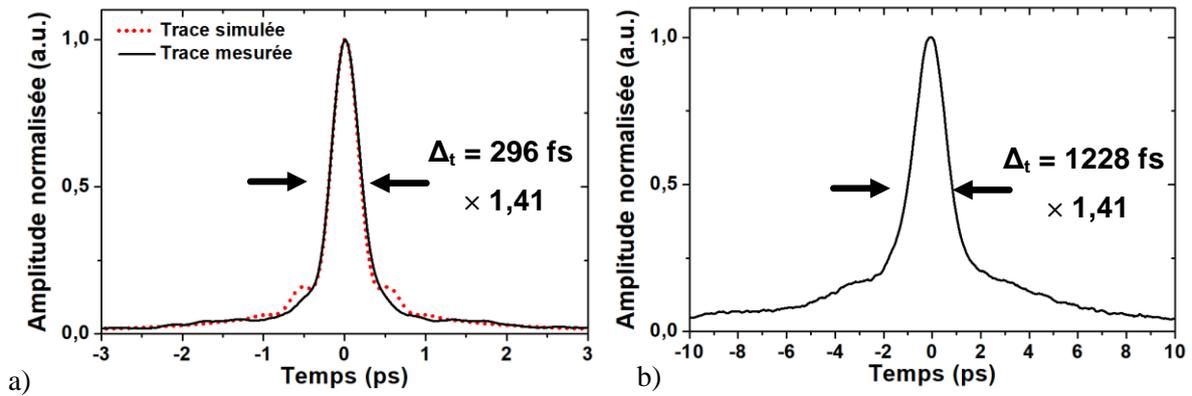


Figure V-15. a) Trace d'autocorrélation de l'impulsion compressée par réseaux de diffraction pour une puissance incidente de sortie de 350 mW et trace d'autocorrélation simulée de l'impulsion compressée avec une dispersion totale de $-0,825 \text{ ps}^2$. b) Trace d'autocorrélation après compression pour une puissance de sortie de l'amplificateur de 650 mW correspondant à une largeur spectrale $> 10 \text{ nm}$.

La trace d'autocorrélation, illustrée sur la Figure V-15.a), correspond à une largeur à mi-hauteur de 417 fs. Si l'on suppose une impulsion de forme temporelle gaussienne (cas donnant la durée d'impulsion la plus élevée), la durée à mi-hauteur de l'impulsion est alors de 296 fs, ce qui correspond à un facteur de compression supérieur à 60 et un produit temps-fréquence de 1,02. La trace d'autocorrélation simulée est également représentée à titre de comparaison avec la mesure, pour une dispersion totale de $-0,825 \text{ ps}^2$. Les deux traces se superposent presque parfaitement. La durée de l'impulsion simulée est légèrement plus courte avec une durée à mi-hauteur de 270 fs ($\times 1,41$ pour la trace d'autocorrélation). L'impulsion compressée présente également un léger piédestal, ce qui est attendu pour un élargissement spectral par SPM à partir d'une impulsion gaussienne.

Lorsque la puissance de sortie devient supérieure à 350 mW, la durée des impulsions compressées augmente malgré un spectre qui continue de s'élargir légèrement. Par exemple, pour une puissance de sortie de 650 mW, l'impulsion ne peut plus être compressée à une durée inférieure à 1 ps malgré une largeur de spectre supérieure à 10 nm. La trace d'autocorrélation obtenue pour une puissance de 650 mW est représentée sur la Figure V-15.b). L'apparition du phénomène de wave breaking et la perte de cohérence des impulsions semblent donc être confirmées.

Le Tableau V-II ci-dessous résume l'évolution de la largeur spectrale et de la durée d'impulsion mesurées expérimentalement en fonction de la puissance moyenne en sortie de l'amplificateur. La durée

d'impulsion après compression est estimée¹ à partir de la trace d'autocorrélation mesurée pour chaque puissance moyenne après avoir optimisé la dispersion appliquée par les réseaux assurant la compression.

Puissance moyenne (mW)	$\Delta\lambda$ spectre (nm)	Δt impulsion compressée (fs)	$\Delta\nu\Delta t$
110	3,2	688	0,8
174	6	497	1,07
270	8,5	410	1,26
350	9,6	296	1,02
650	10,5	1228	4,6

Tableau V-II. Puissance moyenne en sortie de l'amplificateur associée à la largeur spectrale mesurée expérimentalement, la durée d'impulsions compressées mesurée avec la dispersion optimale et produit temps-fréquence correspondant.

Conclusion

Ce dernier chapitre a permis de présenter la première démonstration d'une cavité laser en anneau à fibre dopée Nd^{3+} fonctionnant en régime de blocage de modes passif (SESAM) réalisée en configuration entièrement PM. La configuration originale de la cavité permet d'obtenir un oscillateur à verrouillage de modes simple, compact et auto-démarrant qui génère des impulsions d'une durée de 8 ps. L'oscillateur présente également une bonne stabilité au cours du temps sans besoin de réglage pendant plusieurs heures. Un modèle numérique basé sur la GNLSE permet d'estimer les principales caractéristiques des impulsions (durée, spectre, dérive en fréquence) en sortie du laser. Les simulations numériques obtenues à l'aide de ce modèle sont en accord avec les mesures expérimentales.

Un amplificateur basé sur une courte fibre pompée par le cœur a permis d'amplifier le signal à une puissance moyenne de 20 mW sans que les caractéristiques temporelles et spectrales de l'impulsion lumineuse ne soient modifiées par les effets non linéaires. Après amplification, les impulsions sont compressées efficacement jusqu'à une durée de 1,4 ps à l'aide d'un compresseur constitué de deux réseaux de diffraction en configuration de Treacy. La largeur spectrale des impulsions en sortie du montage de pré-amplification est de 1,7 nm ce qui donne un produit temps-fréquence inférieur à 0,8 donc relativement proche de la limite par TF.

Pour pouvoir obtenir des impulsions plus courtes après compression temporelle, une configuration proche de l'amplification auto-similaire a été mis en œuvre, en utilisant le gain, la dispersion normale et l'élargissement spectral par SPM dans un second étage amplificateur à fibre dopée

¹ L'estimation est faite pour une forme d'impulsion gaussienne, qui est le cas le plus défavorable et permet de ne pas sous-estimer la durée d'impulsion. On prend donc : $\Delta t_{(\text{impulsion})} = 0,71 \times \Delta t_{(\text{autoco})}$

Nd^{3+} avec un profil d'indice en W. Cette configuration a permis de générer un spectre avec une largeur de 9,6 nm en maintenant une dérive de fréquence à priori quasi-linéaire au sein de l'impulsion après amplification. Après compression dans une paire de réseaux en configuration de Treacy, des impulsions d'une durée inférieure à 300 fs sont générées, en accord avec les valeurs obtenues par simulation numérique. Par la suite, il serait intéressant de mesurer directement la dérive de fréquence à l'aide d'un FROG pour valider plus précisément les limites du système et confirmer les résultats des simulations numériques.

La limite principale du montage provient de la distorsion de la phase pour une puissance moyenne plus élevée. Toutefois, l'hypothèse de l'apparition de l'effet de wave breaking reste à vérifier. Un élargissement spectral plus important et sans distorsion de phase pourrait être obtenu en optimisant les paramètres de l'amplificateur et par une mise en forme parabolique des impulsions à l'entrée de l'amplificateur.

Bibliographie chapitre V

- [1] « Amplitude ». https://amplitude-laser.com/fr/categorie_produits/lasers-femtosecondes/
- [2] « MENLOSystems ». <https://www.menlosystems.com/>
- [3] « FYLA Laser ». <https://fyla.com/laser/>
- [4] M. Drobizhev, N. S. Makarov, S. E. Tillo, T. E. Hughes, et A. Rebane, « Two-photon absorption properties of fluorescent proteins », *Nat. Methods*, vol. 8, n° 5, p. 393-399, mai 2011, doi: 10.1038/nmeth.1596.
- [5] K. Otomo, A. Goto, Y. Yamanaka, T. Hori, H. Nakayama, et T. Nemoto, « High-peak-power 918-nm laser light source based two-photon spinning-disk microscopy for green fluorophores », *Biochem. Biophys. Res. Commun.*, vol. 529, n° 2, p. 238-242, août 2020, doi: 10.1016/j.bbrc.2020.05.213.
- [6] W. E. Lamb, « Theory of an Optical Maser », *Phys. Rev.*, vol. 134, n° 6A, p. A1429-A1450, juin 1964, doi: 10.1103/PhysRev.134.A1429.
- [7] L. E. Hargrove, R. L. Fork, et M. A. Pollack, « Locking of HE–NE laser modes induced by synchronous intracavity modulation », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 5, n° 1, p. 4-5, juill. 1964, doi: 10.1063/1.1754025.
- [8] M. DiDomenico et V. Czarniewski, « Locking of HE–NE laser modes by intracavity acoustic modulation in coupled interferometers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 6, n° 8, p. 150-152, avr. 1965, doi: 10.1063/1.1754210.
- [9] H. Chen, S.-P. Chen, Z.-F. Jiang, et J. Hou, « Versatile long cavity widely tunable pulsed Yb-doped fiber laser with up to 27655th harmonic mode locking order », *Opt. Express*, vol. 23, n° 2, p. 1308, janv. 2015, doi: 10.1364/OE.23.001308.
- [10] J. Yao *et al.*, « Active mode locking of tunable multi-wavelength fiber ring laser », *Opt. Commun.*, vol. 191, n° 3-6, p. 341-345, mai 2001, doi: 10.1016/S0030-4018(01)01154-3.
- [11] K. Qian, H. Wang, M. Laroche, et A. Hideur, « Mode-locked Nd-doped fiber laser at 930 nm », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 2, p. 267, janv. 2014, doi: 10.1364/OL.39.000267.
- [12] S. Wang, Y. Li, Y. Chen, Y. Gao, Z. Zhang, et A. Wang, « Femtosecond all-polarization-maintaining Nd fiber laser at 920 nm mode locked by a biased NALM », *Opt. Express*, vol. 29, n° 23, p. 38199, nov. 2021, doi: 10.1364/OE.434767.
- [13] « Batop GmbH ». https://www.batop.de/information/SAM_infos.html
- [14] L. R. Brovelli, U. Keller, et T. H. Chiu, « Design and operation of antiresonant Fabry–Perot saturable semiconductor absorbers for mode-locked solid-state lasers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 12, n° 2, p. 311, févr. 1995, doi: 10.1364/JOSAB.12.000311.
- [15] U. Keller *et al.*, « Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAM's) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 2, n° 3, p. 435-453, sept. 1996, doi: 10.1109/2944.571743.
- [16] K. Kieu, B. G. Saar, G. R. Holtom, X. S. Xie, et F. W. Wise, « High-power picosecond fiber source for coherent Raman microscopy », *Opt. Lett.*, vol. 34, n° 13, p. 2051, juill. 2009, doi: 10.1364/OL.34.002051.
- [17] C.-H. Hage *et al.*, « Two-photon microscopy with a frequency-doubled fully fusion-spliced fiber laser at 1840 nm », *Opt. Lett.*, vol. 43, n° 20, p. 5098, oct. 2018, doi: 10.1364/OL.43.005098.
- [18] P. Wang, X. Xu, Z. Guo, X. Jin, et G. Shi, « 926 nm Yb-doped fiber femtosecond laser system for two-photon microscopy », *Appl. Phys. Express*, vol. 12, n° 3, p. 032008, mars 2019, doi: 10.7567/1882-0786/aafe8a.

- [19] R. Hofer, M. Hofer, G. A. Reider, M. Cernusca, et M. H. Ober, « Modelocking of a Nd-fiber laser at 920 nm », *Opt. Commun.*, vol. 140, n° 4-6, p. 242-244, 1997.
- [20] J. Clowes *et al.*, « High power ultrafast fibre laser in the 920 nm spectral range », in *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 2005, p. CTuK3.
- [21] X. Gao *et al.*, « Core-pumped femtosecond Nd: fiber laser at 910 and 935 nm », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 15, p. 4404-4407, 2014.
- [22] A. Chong, W. H. Renninger, et F. W. Wise, « Environmentally stable all-normal-dispersion femtosecond fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 33, n° 10, p. 1071, mai 2008, doi: 10.1364/OL.33.001071.
- [23] M. Erkintalo, C. Aguergaray, A. Runge, et N. G. R. Broderick, « Environmentally stable all-PM all-fiber giant chirp oscillator », *Opt. Express*, vol. 20, n° 20, p. 22669, sept. 2012, doi: 10.1364/OE.20.022669.
- [24] R. Becheker *et al.*, « Dissipative soliton resonance in a mode-locked Nd-fiber laser operating at 927 nm », *Opt. Lett.*, vol. 44, n° 22, p. 5497-5500, 2019.
- [25] I. N. Duling, « All-fiber ring soliton laser mode locked with a nonlinear mirror », *Opt. Lett.*, vol. 16, n° 8, p. 539, avr. 1991, doi: 10.1364/OL.16.000539.
- [26] W. H. Renninger, A. Chong, et F. W. Wise, « Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers », *Phys. Rev. A*, vol. 77, n° 2, p. 023814, févr. 2008, doi: 10.1103/PhysRevA.77.023814.
- [27] A. Chong, J. Buckley, W. Renninger, et F. Wise, « All-normal-dispersion femtosecond fiber laser », *Opt. Express*, vol. 14, n° 21, p. 10095, 2006, doi: 10.1364/OE.14.010095.
- [28] A. Chong, W. H. Renninger, et F. W. Wise, « Properties of normal-dispersion femtosecond fiber lasers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 25, n° 2, p. 140, févr. 2008, doi: 10.1364/JOSAB.25.000140.
- [29] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*, 3rd ed. San Diego: Academic Press, 2001.
- [30] R. I. Woodward, « Dispersion engineering of mode-locked fibre lasers », *J. Opt.*, vol. 20, n° 3, p. 033002, mars 2018, doi: 10.1088/2040-8986/aaa9f5.
- [31] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, et U. Keller, « Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 16, n° 1, p. 46, janv. 1999, doi: 10.1364/JOSAB.16.000046.
- [32] E. Treacy, « Optical pulse compression with diffraction gratings », *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 5, n° 9, p. 454-458, sept. 1969, doi: 10.1109/JQE.1969.1076303.
- [33] D. Grischkowsky et A. C. Balant, « Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 41, n° 1, p. 1-3, juill. 1982, doi: 10.1063/1.93306.
- [34] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, et J. D. Harvey, « Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, n° 26, p. 6010-6013, juin 2000, doi: 10.1103/PhysRevLett.84.6010.
- [35] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, et A. M. Johnson, « Optical wave breaking of pulses in nonlinear optical fibers », *Opt. Lett.*, vol. 10, n° 9, p. 457-459, 1985.
- [36] A. M. Heidt, J. S. Feehan, J. H. V. Price, et T. Feurer, « Limits of coherent supercontinuum generation in normal dispersion fibers », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 34, n° 4, p. 764, avr. 2017, doi: 10.1364/JOSAB.34.000764.

Conclusion générale et perspectives

Ce travail de thèse avait pour principal objectif l'étude et la réalisation de sources lasers impulsionnelles de forte puissance à partir de fibres LMA dopées néodyme émettant autour de 910 nm en exploitant la transition à 3 niveaux d'énergie ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ de l'ion néodyme. Un système laser basé sur cette transition représente un défi en raison de la compétition avec la transition autour de 1060 nm. L'optimisation des fibres dopées néodyme, en s'appuyant sur la maîtrise de fabrication de la société iXblue devait permettre de développer une source impulsionnelle adaptée à la conversion non linéaire de fréquence (faible largeur spectrale, puissance crête élevée, bonne qualité de faisceau et polarisation rectiligne). Une émission laser à cette longueur d'onde – inaccessible par d'autres terres rares – devait autoriser, par conversion de fréquence dans des cristaux non linéaires massifs, d'atteindre des domaines spectraux encore mal couverts, dans le bleu (< 480 nm) et l'UV profond (< 250 nm). Cette thèse était portée par un projet ANR (NeoDUV) réunissant plusieurs acteurs académiques et industriels dont la société iXblue. Dans ce projet, le rôle du laboratoire CIMAP était la réalisation d'une source laser impulsionnelle à partir de fibres dopées Nd^{3+} avec une puissance moyenne supérieure à 5 W dans le domaine spectral bleu et supérieure à 1 W dans l'UV.

Dans un premier chapitre, nous avons d'abord présenté les différentes sources lasers impulsionnelles de fortes puissances existantes dans le domaine bleu, en particulier autour de 450 nm. Nous avons ensuite poursuivi cet état de l'art avec les sources lasers émettant dans l'UV profond ($\lambda < 250$ nm). Cette étude bibliographique a mis en avant les difficultés d'obtenir une émission laser de forte puissance directement dans ces domaines spectraux, justifiant ainsi le recours à une source laser dans le proche infrarouge suivie d'étages de conversion de fréquence utilisant des cristaux non linéaires. Nous avons ensuite exposé les spécifications de la source laser nécessaire pour réaliser une conversion de fréquence efficace en simple passage permettant d'accéder à l'UV profond. La solution proposée et étudiée au sein de l'équipe OML repose sur l'utilisation de fibres dopées néodyme fonctionnant sur la transition à 3 niveaux d'énergies émettant autour de 910 nm. Après un rapide descriptif du fonctionnement des fibres optiques dopées, nous avons présenté les principales propriétés spectroscopiques de l'ion néodyme en insistant sur les difficultés à obtenir une émission laser autour de 910 nm en raison de la forte compétition avec la transition à 4 niveaux d'énergie située vers 1060 nm. Nous avons ensuite décrit les différentes approches adoptées pour optimiser l'amplification à 910 nm dans une fibre dopée néodyme. Pour finir le chapitre I, nous avons donné les notions théoriques nécessaires pour comprendre les principales limites liées aux effets non linéaires dans les fibres optiques en régime impulsionnel. Un modèle numérique basé sur l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée a été développé afin de simuler la propagation des impulsions dans les systèmes mis en œuvre.

Le second chapitre présente le design et la caractérisation des fibres développées par iXBlue permettant une émission de forte puissance autour de 910 nm. À l'aide d'un modèle analytique simple,

nous avons montré l'intérêt des fibres LMA à faible rapport gaine/cœur pour optimiser le gain autour de 910 nm tout en limitant les effets non linéaires. Pour maintenir une bonne qualité de faisceau avec un cœur de grande taille, il est nécessaire de réduire l'ouverture numérique à des valeurs proches de la limite technologique imposée par les méthodes de fabrication actuelles. Pour mieux comprendre les contraintes lors de la fabrication de la préforme, nous avons explicité les procédés et les compositions chimiques utilisés par la société iXblue lors de la réalisation des fibres LMA dopées Nd^{3+} . Dans une seconde partie du chapitre II, la caractérisation des fibres fabriquées a été présentée dans deux configurations : en cavité laser CW et en amplificateur simple passage. La composition et la géométrie de la fibre la plus favorable pour l'amplification de forte puissance autour de 910 nm a été identifiée. La fibre retenue possède une gaine de 130 μm de diamètre autorisant une injection efficace du faisceau de pompe et un cœur de diamètre 30 μm avec une ON de 0,05. Cette géométrie permet de limiter les effets non linéaires en maintenant une qualité de faisceau proche de la limite de diffraction ($M^2 < 1,5$). Le rapport cœur/gaine proche de 4 favorise le gain autour de 910 nm permettant d'obtenir un rendement différentiel de 44% lors des tests laser en régime continu. La version définitive de cette fibre LMA dopée Nd^{3+} est à maintien de polarisation (PM) de type « panda ». Pour clore la caractérisation des fibres LMA dopée Nd^{3+} réalisées, la fibre n°14 a été testée en configuration d'émission laser continue au maximum de puissance de pompe disponible (200 W), ce qui a permis d'obtenir une puissance record de 83 W autour de 910 nm uniquement limitée par la puissance de pompe disponible.

Dans le troisième chapitre, les sources lasers impulsives développées à partir des nouvelles fibres LMA-PM dopées Nd^{3+} sont présentées. Après un rapide descriptif des principales techniques permettant de générer des impulsions laser, nous avons opté pour le développement de deux sources lasers fonctionnant dans des régimes impulsifs différents. Une première source émet des impulsions nanosecondes très énergétiques à 905 nm par modulation des pertes intracavité (régime déclenché actif). L'oscillateur utilise la fibre (n°5) LMA 20/80 μm à maintien de polarisation¹. Le signal est ensuite injecté en espace libre dans un amplificateur en simple passage réalisé avec la fibre (n° 14) LMA 30/125 μm . Cette configuration a permis d'atteindre une puissance crête de 15 kW après un seul étage d'amplification et répond en grande partie au cahier des charges pour réaliser une conversion de fréquence efficace. Pour conclure sur cette première configuration, nous avons discuté des limites actuelles de ce système dans la perspective d'une montée en puissance. L'amplification d'impulsions déclenchées partiellement incohérentes provoque un élargissement spectral très marqué en sortie de l'amplificateur ce qui limite l'efficacité lors de la conversion de fréquence. Le second système laser est basé sur une structure MOPA avec une amplification progressive dans quatre étages en cascade d'une diode laser déclenchée par le gain. À l'aide d'une boucle de rétro-injection optique, le spectre d'émission de la diode laser est affiné et contrôlé. Elle émet alors des impulsions à 915 nm d'une durée à mi-hauteur

¹ La fibre n°5 (20/80 μm) était la seule fibre LMA disponible en version PM au moment de la réalisation de cette source. La fibre n°14 aurait sûrement permis de générer des énergies plus importantes dès la sortie de l'oscillateur.

de 350 ps avec une fréquence de répétition de l'ordre du MHz et une largeur spectrale à mi-hauteur de $\sim 0,1$ nm. Cette configuration, plus complexe à mettre en œuvre que la précédente, présente l'avantage d'une plus grande flexibilité sur la durée des impulsions et sur la fréquence de répétition. Elle permet également une synchronisation en émission de la source avec des dispositifs externes. À la sortie de l'amplificateur de puissance, les impulsions présentent une puissance crête utile de 26 kW et une largeur spectrale de 0,36 nm à mi-hauteur. Afin d'améliorer la qualité spatiale du faisceau de sortie, nous avons ensuite étudié l'effet de la courbure d'une fibre LMA sur les pertes de propagation des modes guidés. Pour cela, l'expérience a été confrontée à la simulation numérique BPM pour l'amplificateur de puissance basé sur la fibre n°14. Pour un rayon de courbure optimal de 5,5 cm, la simulation montre qu'il est possible de créer des pertes importantes sur les modes d'ordres élevés, avec une atténuation relativement faible du mode fondamental LP_{01} . En appliquant expérimentalement ce rayon de courbure sur la fibre, le facteur M^2 a été réduit à $\sim 1,2$. Bien que certaines concessions sur l'aspect entièrement fibré du système aient été nécessaires pour favoriser sa stabilité, cette source répond parfaitement au cahier des charges. De plus, des perspectives d'amélioration et d'intégration sont possibles à partir de cette structure MOPA. Plus spécifiquement, les briques technologiques implémentées dans cette approche combinant des amplificateurs à fibres monomodes et à fibres LMA peuvent également permettre d'amplifier efficacement une source continue mono-fréquence à modulation externe.

Dans le quatrième chapitre, nous avons d'abord effectué un bref rappel des principes théoriques de la conversion NL de fréquence à l'ordre 2 pour définir les paramètres impactant son efficacité. Le choix des cristaux non linéaires adaptés à notre application est détaillé et justifié. Les résultats expérimentaux de conversion de fréquence avec la source en régime déclenché sont exposés. Par doublage de fréquence en simple passage dans un cristal de LBO d'une longueur de 20 mm (accord de phase type I), la source a permis de générer une puissance moyenne de 4,9 W à 452,5 nm pour 19,1 W de puissance utile infrarouge correspondant à un rendement IR \rightarrow bleu proche de 26%. Le signal bleu a ensuite été converti dans l'UV profond à l'aide d'un cristal de BBO d'une longueur de 8 mm. Finalement, une puissance de 550 mW à 226 nm a été démontrée [1]. Des simulations numériques réalisées à l'aide du logiciel SNLO ont permis d'identifier les deux principales causes limitant l'efficacité de conversion : la qualité spatiale du faisceau et la largeur spectrale de la source IR qui excède l'acceptance spectrale du cristal de LBO. Nous avons ensuite présenté la conversion NL de fréquence à partir de la source MOPA fonctionnant à 915 nm en régime sub-nanoseconde. La puissance fondamentale est doublée par simple passage dans un cristal de LBO d'une longueur de 20 mm (accord de phase type I) avec une efficacité de conversion proche de 35%, générant ainsi une puissance moyenne de 8,3 W dans le domaine spectral bleu à 457,5 nm. Les résultats, proches de la simulation par SNLO, indiquent une efficacité tendant vers l'optimum. Finalement, à partir d'une puissance utile de 7 W à 457,5 nm, nous avons généré à l'aide d'un cristal de BBO d'une longueur de 8 mm une puissance record – pour un laser à fibre – de 1,2 W à 229 nm. Ce résultat met en avant l'intérêt des fibres dopées néodyme

pour générer de fortes puissances dans l'UV profond et valide l'objectif principal du projet ANR NeoDUV.

Enfin, nous avons décrit dans le cinquième chapitre un oscillateur laser à verrouillage de modes émettant autour de 910 nm. La cavité laser en anneau est réalisée à partir d'une fibre dopée Nd^{3+} courte (~ 1 m) pompée dans le cœur. Le verrouillage de modes est obtenu passivement par un absorbant saturable rapide de type SESAM. Un verrouillage de modes stable en régime de dispersion normale est possible par la combinaison du gain autour de 910 nm, de la dispersion et de la SPM. Ce régime autorise la génération d'impulsions avec une forte dérive de fréquence linéaire, ce qui permet de compresser ces impulsions lumineuses à la sortie. Une simulation numérique permet de vérifier les résultats expérimentaux obtenus et complète les hypothèses faites en l'absence d'un instrument de mesure permettant de caractériser la phase instantanée durant l'impulsion (FROG par exemple). L'oscillateur à verrouillage de modes a permis de générer des impulsions de forme temporelle gaussienne d'une durée de 8 ps avec un taux de répétition de ~ 28 MHz. La longueur d'onde de sortie est ajustable entre 905 nm et 912 nm. La sortie de la cavité en anneau est ensuite injectée dans un amplificateur en simple passage, utilisant également une fibre pompée cœur, afin d'augmenter l'énergie par impulsion sans créer d'effets non linéaires. Pour vérifier les hypothèses d'une dérive de fréquence quasi linéaire au sein de l'impulsion, nous avons mis en œuvre un compresseur en configuration de Treacy à l'aide de deux réseaux de diffraction fonctionnant en transmission. Après compression, la durée à mi-hauteur des impulsions obtenues est réduite à 1,4 ps avec un piédestal limité [2]. Cette valeur est proche de la limite par transformée de Fourier, ce qui confirme une dérive de phase linéaire dans la partie centrale de l'impulsion. Pour réduire davantage la durée d'impulsion après compression, nous avons ensuite élargi le spectre par SPM en maintenant une dérive de fréquence linéaire. L'amplification dans un second étage à fibre double gaine avec un profil d'indice en W d'une longueur relativement importante (8 m) permet de contrôler l'élargissement spectral en ajustant la puissance de pompage. Pour une puissance moyenne de 350 mW en sortie, le spectre est élargi de 1,7 nm à environ 9,5 nm. L'amplification se rapproche d'un régime d'amplification auto-similaire où l'effet de la dispersion permet de linéariser la dérive de phase accumulée par SPM. Après le second étage d'amplification, la compression permet cette fois de réduire la durée des impulsions à moins de 300 fs avec un piédestal très limité. Ces résultats, en très bon accord avec les simulations numériques réalisées à partir de l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée (GNLSE), indiquent que le second étage permet d'élargir le spectre par SPM tout en maintenant une dérive de fréquence quasi-linéaire comme attendu dans un régime auto-similaire.

Les sources impulsionsnelles développées dans le cadre de ce travail de thèse pourraient bénéficier de plusieurs points d'améliorations. La stabilité modale et la bonne qualité de faisceau obtenues avec les fibres 30/130 μm dopées proviennent notamment d'un filtrage spatial par le gain. Dans le cas des fibres passives associées (également fabriquées par iXblue), l'absence de gain entraîne un comportement encore trop fréquemment multimode. Il sera donc nécessaire de développer une fibre

dopée Nd « intermédiaire » avec un diamètre de cœur de l'ordre de 15 μm , ce qui permettrait de limiter les effets non linéaires jusqu'à une puissance moyenne de l'ordre de quelques watts tout en maintenant un comportement monomode et stable dans la fibre passive associée. La deuxième série de fibres présentée dans le chapitre II vise à résoudre ce problème. Le choix fait dans le cas de ces fibres est de sacrifier en partie l'efficacité à travers un rapport gaine/cœur plus élevé au profit d'un cœur monomode de plus petit diamètre. Cet effort sur le design d'une fibre intermédiaire devra être poursuivi afin de réaliser une source entièrement fibrée avec une taille de cœur évoluant progressivement. Une solution alternative consisterait à développer une fibre dont la taille de cœur augmente de façon linéaire le long de l'amplificateur. Ces fibres coniques (dite « tapered ») ont récemment été développées avec un dopage ytterbium pour les lasers de très forte puissance à 1064 nm. Bien que leur fabrication soit relativement complexe, elles permettraient un fort niveau de pompage contra-propagatif tout en repoussant les seuils d'apparition des effets non-linéaires. Cette solution permet d'augmenter considérablement la puissance crête tandis que la propagation dans une fibre à très large cœur est limitée au dernier mètre de l'amplificateur.

Pour faire évoluer les performances des systèmes lasers MOPA réalisés au cours de cette thèse, une approche possible consiste à utiliser comme source maître un laser continu mono-fréquence dont l'émission est modulée en régime impulsionnel par un modulateur d'intensité électro-optique intégré à base de LiNbO_3 fonctionnant à 900 nm (développé par la société iXblue). Cette technique doit permettre de générer des impulsions ultra-courtes (<30 ps) sans avoir recours à un oscillateur à verrouillage de modes. Cette méthode est plus robuste et flexible en termes de fréquence de répétition que le verrouillage de modes. Les impulsions générées pourraient ensuite être amplifiées à des énergies très élevées dans des fibres « rod-type » par exemple [3]. Ces fibres autorisent des tailles de cœur de l'ordre de 50 μm avec une ouverture numérique très faible (< 0,04) et une faible longueur, ce qui autoriserait l'amplification d'impulsions courtes à des puissances crêtes dépassant les 100 kW.

Les sources présentées dans le cadre de ce travail ont permis de démontrer l'intérêt des fibres dopées néodyme pour générer des puissances importantes dans des domaines de longueur d'onde difficilement accessibles par les technologies actuelles. Les performances obtenues notamment dans l'UV sont encourageantes et les systèmes proposés nécessiteraient désormais un effort d'intégration pour une transmission vers la sphère industrielle.

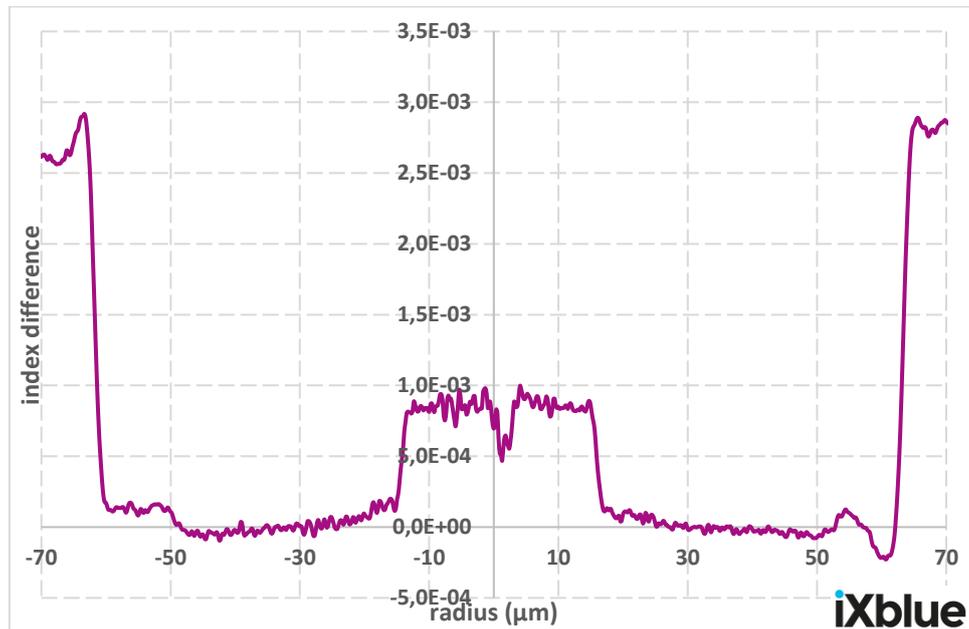
Les lasers à fibre fonctionnant autour de 910 nm sont encore peu répandus, ce qui limite aujourd'hui les composants fibrés disponibles commercialement pour réaliser ces systèmes. À condition de poursuivre leur développement, la démocratisation progressive des systèmes lasers industriels intégrant des fibres dopées Nd^{3+} semble aujourd'hui à portée de main.

[1] K. Le Corre *et al.*, « Linearly-polarized pulsed Nd-doped fiber MOPA at 905 nm and frequency conversion to deep-UV at 226 nm », *Opt. Express*, vol. 29, n° 3, p. 4240, févr. 2021, doi: 10.1364/OE.416570.

- [2] K. Le Corre *et al.*, « Mode-locked all-PM Nd-doped fiber laser near 910 nm », *Optics Letters*, vol. 46, n° 15, p. 3564-3567, 2021.
- [3] P. Roy *et al.*, « High peak and average power delivery from Fully-Aperiodic Large-Pitch-Fiber lasers (Invited) », in *2019 IEEE 8th International Conference on Advanced Optoelectronics and Lasers (CAOL)*, Sozopol, Bulgaria, sept. 2019, p. 5-9. doi: 10.1109/CAOL46282.2019.9019495.

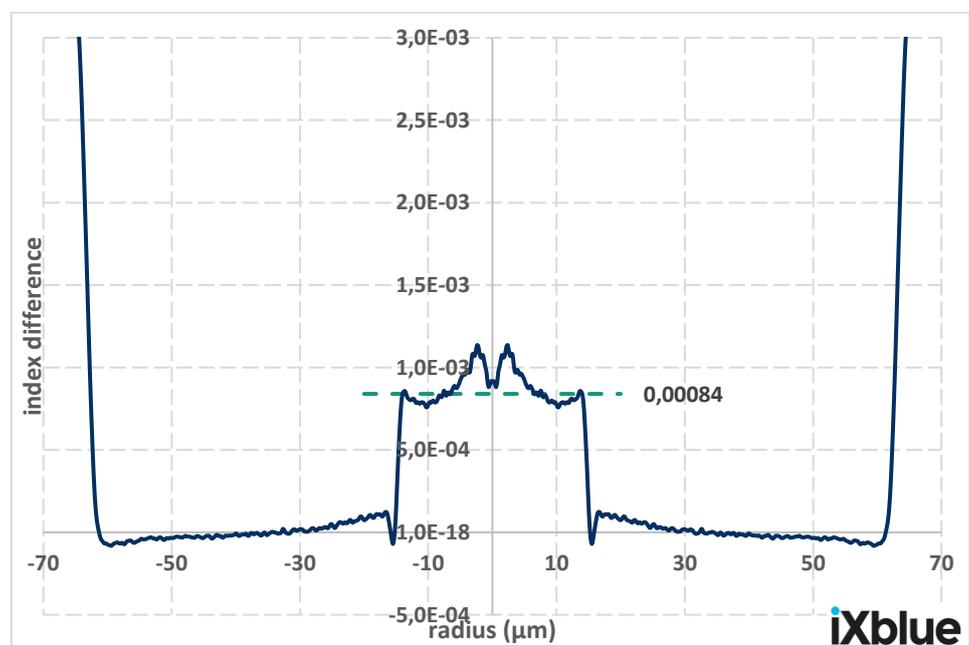
Annexe A : Profil d'indice des fibres 10, 11 et 12

- Fibre 10 (ON : 0,05 ; Abs 808nm : 1,04 dB/m ; Méthode fabrication : SPCVD) :



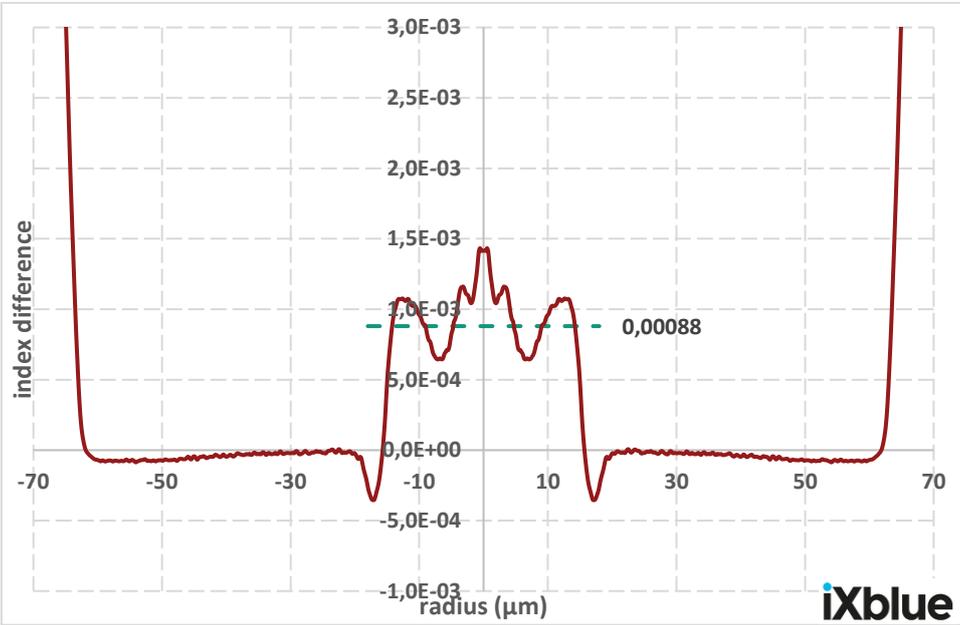
Mesure $M^2 = 1,25$

- Fibre 11 (ON : 0,05 ; Abs @808 nm : 2,08 dB/m ; Méthode fabrication : SPCVD) :



Mesure $M^2 = 1,15$

- Fibre 12 (ON : 0,053 ; Abs @808 nm : 1,08 dB/m ; Méthode fabrication : MCVD/ASD) :



Mesure $M^2 = 1,76$