



**HAL**  
open science

# Montée en puissance de lasers et d'amplificateurs à fibres dopées Ytterbium en régime continu et d'impulsions

Sébastien Grot

## ► To cite this version:

Sébastien Grot. Montée en puissance de lasers et d'amplificateurs à fibres dopées Ytterbium en régime continu et d'impulsions. Physique Atomique [physics.atom-ph]. Université Rennes 1, 2006. Français. NNT: . tel-00079671

**HAL Id: tel-00079671**

**<https://theses.hal.science/tel-00079671>**

Submitted on 13 Jun 2006

**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.

N° d'ordre 2006REN1E001

THÈSE

Présentée devant

L'UNIVERSITÉ DE RENNES I

Pour l'obtention du grade de  
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE RENNES I  
Mention : Physique

par

Sébastien GROT

École Nationale Supérieure de Sciences Appliquées et de Technologie  
FOTON Laboratoire d'Optronique  
École Doctorale Sciences de la Matière  
U.F.R. S.P.M.

**Montée en puissance de lasers et d'amplificateurs à  
fibres dopées Ytterbium en régime continu et  
d'impulsions.**

Soutenue le 30 Mars 2006

devant la commission d'Examen :

L. Goldberg	Branch Chief, Night Vision Laboratory	Rapporteur
P. Georges	Directeur de Recherche, Université Paris Sud	Rapporteur
D. Penninckx	Responsable de Laboratoire, CEA Cesta	Examinateur
M. Poulain	Professeur à l'Université de Rennes	Président
P. Besnard	Professeur à l'ENSSAT Lannion	Directeur
Y. Jaouën	Ingénieur de Recherche, HDR à l'ENST Paris	Co-directeur
M. Le Flohic	PDG de Keopsys, Lannion	Invité



À ma tendre épouse,  
À Malo, mon petit trophée,  
À l'enfant qui va naître,  
À mes Parents,  
À Océane.



# Remerciements

Je remercie très sincèrement et très chaleureusement Pascal Besnard pour m'avoir accordé sa confiance une 2<sup>nde</sup> fois après notre rendez-vous manqué de l'an 2000 et ainsi avoir accepté de prendre la direction de cette thèse.

Je remercie, de même, Yves Jaouën pour son soutien sans faille et la confiance qu'il a su me donner au moment où j'en avais le plus besoin.

Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous et de partager d'autres bons moments moins directement liés au travail.

Je remercie Marc Le Flohic pour m'avoir autorisé à mener à bien ce travail au sein de son entreprise. La situation n'était évidente pour personne et c'est une belle preuve de confiance qu'il m'a faite en me nommant, de plus, responsable d'un projet stratégique pour Keopsys.

Je remercie Ronan Le Bref d'avoir accepté de superviser mon travail et d'émettre un avis critique et constructif sur le contenu et la forme de mon manuscrit.

Special thanks to Lew Goldberg who has accepted to be member and chairman of my PhD. board. Thank you for all the advices you gave me all along these years.

Je remercie tous les membres du jury, examinateurs ou rapporteurs, d'avoir accepté de donner de leur temps malgré leurs nombreuses occupations. Je suis très honoré qu'ils m'aient accordé leur confiance en retenant cette invitation à évaluer mon travail.

Je remercie Eric Le Mercier, mon partenaire sur le projet du laser de marquage. En particulier, je lui suis reconnaissant pour les conseils qu'il a toujours voulu me prodiguer dans les moments de doute et de fatigue intense. J'ai essayé de les entendre au mieux.

Je remercie Yannick Madec, mon partenaire de la 1<sup>ère</sup> heure à Keopsys. Compagnon de galère à nos débuts quand tout était à développer sur la gamme des produits à 1  $\mu m$ . Je tiens, par la même, à le féliciter pour les progrès qu'il a accompli tout au long de ces années et à lui dire combien il a accédé, dans son poste, à une large vision transversale.

Je remercie Goulc'hen Loas pour avoir toujours prêté une oreille attentive à mes questions en y apportant souvent, qui plus est, les bonnes réponses. Merci aussi pour le bon collègue qu'il a été et l'ami qu'il est devenu.

Je remercie Sylvain Bordais pour son support technique et le partage de son expérience de thèse qui avait précédée la mienne. Je le remercie aussi pour son soutien et son aide pour répondre à mes questions.

Je remercie Jean-Yves Allain, l'opticien entre tous, qui par sa grande expérience et son sens physique m'a sorti de bien des ornières.

Je remercie Geneviève Tastevin ainsi que Pierre-Jean Nacher pour leur patience, leur gentillesse ainsi que pour leur volonté à faire aboutir notre projet.

Thank you to Gabor Kulcsar for all the interesting discussions we had when he was in at Keopsys. Thank you for the friendly relationship we have now.

Je n'oublie pas l'ensemble du personnel, passé et présent, de Keopsys. Chacun a sa contribution dans ce travail. Je l'en remercie ici.

Cette thèse ne serait pas sans mes Parents qui m'ont toujours accompagné et encouragé dans mes efforts pour accéder à toujours plus de connaissance. Je ne me suis pas toujours rendu bien compte des efforts qu'eux mêmes ont dû fournir pour cela et du grand soucis que je leur ai causé (et cause encore quelques fois ...). Je les en remercie ici.

Malo se rendra compte un peu plus tard pourquoi son Papa était souvent à son bureau le soir quand il s'endormait et le matin quand il se réveillait. Quoi qu'il en soit, il a été pour moi une source de joie et un formidable encouragement à poursuivre et à m'accrocher quand j'en avais besoin.

Je remercie mon épouse Laëtitia pour sa tendresse, ses encouragements et son grand courage à assumer plus qu'elle n'aurait jamais dû. Ce sera difficile de lui rendre tout ce qu'elle m'a donné mais nous avons encore une belle tranche de vie devant nous pour que j'y parvienne.

Le dernier remerciement n'est pas le moindre et s'adresse à tous ceux, famille, amis qui m'accompagnent lors de chacune des étapes importantes de ma vie.



# Table des matières

<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>1 Fibres dopées <math>Yb^{3+}</math> : notions fondamentales</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction au premier chapitre . . . . .	5
1.2 Propriétés spectroscopiques de l'ion Ytterbium . . . . .	8
1.2.1 L'atome d'Ytterbium . . . . .	8
1.2.2 Éléments de spectroscopie de l'ion Ytterbium . . . . .	9
1.2.3 Spectres d'absorption et d'émission . . . . .	10
1.3 Les fibres optiques : guidage, dopage et pompage . . . . .	11
1.3.1 Les fibres optiques . . . . .	11
1.3.2 Les fibres optiques dopées . . . . .	11
1.3.3 Les fibres optiques double-gaine . . . . .	14
1.3.4 Techniques de pompage . . . . .	16
1.4 Application aux lasers et amplificateurs à fibre . . . . .	22
1.4.1 Introduction . . . . .	22
1.4.2 L'amplificateur à fibre dopée $Yb^{3+}$ . . . . .	22
1.5 Conclusion au premier chapitre . . . . .	30
<b>2 Lasers à fibre de forte puissance</b>	<b>33</b>
2.1 Problématique . . . . .	33
2.2 Puissance moyenne et puissance crête . . . . .	36
2.3 La maîtrise des effets thermiques . . . . .	36
2.3.1 Éléments d'analyse théorique . . . . .	38
2.3.2 Quelques valeurs de températures . . . . .	40
2.4 Le photochromisme . . . . .	41
2.5 Les effets d'optique non linéaire . . . . .	43
2.5.1 Les diffusions Brillouin et Raman stimulées . . . . .	45
2.5.2 Les effets induits par effet Kerr optique . . . . .	51
2.6 Nouveaux types de fibres optiques . . . . .	54
2.6.1 La qualité de faisceau . . . . .	54
2.6.2 Structure à large surface de mode . . . . .	56
2.6.3 Les fibres microstructurées . . . . .	58
2.6.4 Les fibres dopées en anneau . . . . .	62
2.6.5 Les fibres triple-gaine . . . . .	64
2.7 L'énergie de saturation et l'énergie maximum extractible . . . . .	65
2.7.1 La fréquence réduite et le calcul du diamètre de mode . . . . .	66
2.7.2 La surface effective selon la nature de la fibre . . . . .	68

2.7.3	L'énergie de saturation . . . . .	69
2.7.4	L'énergie maximum extractible . . . . .	69
2.8	Principales caractéristiques des fibres utilisées . . . . .	71
2.9	Conclusion au deuxième chapitre . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Lasers à fibre dopée <math>Yb^{3+}</math> de puissance en régime continu</b>	<b>75</b>
3.1	Introduction au troisième chapitre . . . . .	75
3.2	Structure Fabry-Pérot délivrant $> 100 W$ de puissance continue . . . . .	78
3.2.1	Architecture . . . . .	79
3.2.2	Résultats et discussion . . . . .	79
3.3	Structure MOPA . . . . .	82
3.3.1	Réalisation d'une structure MOPA avec oscillateur de type « cavité Fabry-Perot » . . . . .	83
3.3.2	Étude d'une structure MOPA avec oscillateur de type « cavité en anneau » délivrant $> 100 W$ de puissance continue . . . . .	84
3.4	Montée en puissance dans un système à faible section efficace d'émission . . . . .	85
3.4.1	Amplifications à 1127 nm . . . . .	87
3.4.2	Étude de l'influence du niveau d'entrée . . . . .	87
3.4.3	Étude de l'influence de la longueur d'onde de pompe . . . . .	89
3.4.4	Étude de l'influence de la longueur de fibre dopée . . . . .	90
3.5	Amplification au delà de 1 W d'un signal de faible section efficace d'émission $\sigma_e$ . . . . .	92
3.5.1	Étage de préamplification : résultats de pompage à 920 et 977 nm . . . . .	92
3.5.2	Analyse à cet exemple complet . . . . .	97
3.5.3	Vérification à une autre longueur d'onde de faible section efficace d'émission . . . . .	97
3.6	Conclusion au troisième chapitre . . . . .	99
<b>4</b>	<b>Amplification de sources cohérentes à 1 <math>\mu m</math></b>	<b>101</b>
4.1	Introduction au quatrième chapitre . . . . .	101
4.2	Gestion des effets limitant apportés par la diffusion Brillouin stimulée . . . . .	102
4.3	Effets limitant engendrés par effet Kerr . . . . .	104
4.3.1	Analyse des effets Kerr . . . . .	104
4.3.2	Conclusion . . . . .	109
4.4	Conclusion au quatrième chapitre . . . . .	109
<b>5</b>	<b>Lasers à fibre dopée <math>Yb^{3+}</math> de puissance fonctionnant en régime d'impulsions</b>	<b>111</b>
5.1	Introduction au cinquième chapitre . . . . .	112
5.2	Amplification d'impulsions avec saturation homogène du gain . . . . .	114
5.2.1	Théorie dans l'approximation des états quasi-stationnaires . . . . .	114
5.2.2	Solutions analytiques . . . . .	115
5.2.3	Analyse et discussion . . . . .	115
5.2.4	Quels sont les profils d'impulsions possibles? . . . . .	116
5.3	Profil d'impulsions et amplification : résultats de simulations . . . . .	120
5.4	Évolution du profil d'impulsions : cas d'une fibre de $\phi_{coeur} = 6 \mu m$ . . . . .	122
5.4.1	L'architecture de l'amplificateur étudié . . . . .	122

5.4.2	Profil typique d'impulsion à amplifier . . . . .	124
5.4.3	Évolution du profil d'impulsion, à énergie constante, en fonction du taux de répétition . . . . .	127
5.4.4	Évolution du profil d'impulsion en fonction de l'énergie de sortie . . .	129
5.5	Évolution du profil d'impulsions : cas d'une fibre de $\phi_{coeur} = 20 \mu m$ . . . .	130
5.5.1	L'architecture de l'amplificateur étudié . . . . .	130
5.5.2	Profil de l'impulsion d'entrée . . . . .	130
5.5.3	Homogénéisation du profil d'impulsion pour une énergie de 1 mJ en sortie . . . . .	131
5.6	Problème réciproque . . . . .	139
5.7	Amplification d'impulsions courtes et très fortes puissances crêtes . . . . .	141
5.7.1	Génération d'impulsions monochromatiques brèves au-delà de 1,7 kW par amplification à fibre dopée $Yb^{3+}$ . . . . .	141
5.7.2	Optimisation de l'étage amplificateur . . . . .	142
5.7.3	Rendement de conversion et puissance crête . . . . .	143
5.8	Amplification d'impulsions longues à de forts niveaux d'énergie . . . . .	144
5.8.1	Évolution de l'énergie en fonction de la fréquence de répétition . . .	145
5.8.2	Évolution de la puissance crête en fonction de la puissance de pompe	146
5.8.3	Évolution de la forme de l'impulsion en fonction de l'énergie . . . .	148
5.8.4	Évolution de la puissance moyenne en fonction de la puissance de pompe . . . . .	148
5.8.5	Évolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance . . . .	151
5.9	Conclusion au cinquième chapitre . . . . .	151
	<b>Conclusion générale</b>	<b>154</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>159</b>
	<b>Annexe : publications et conférences de l'auteur</b>	<b>175</b>



# Table des figures

1.1	Spectre d'absorption typique de l'ion $Nd^{3+}$ dans une matrice de germano-silicate . . . . .	6
1.2	Niveaux d'énergie de l'ion Néodyme et de ses sous-niveaux Stark . . . . .	7
1.3	Niveaux d'énergie de l'atome d'Ytterbium isolé . . . . .	8
1.4	Niveaux d'énergie de l'ion d'Ytterbium et de ses sous-niveaux Stark . . . . .	9
1.5	Spectres d'émission et d'absorption typiques de l'ion $Yb^{3+}$ dans une matrice de germano-silicate [Bordais 02] . . . . .	11
1.6	Exemple de fibre optique simple gaine dopée . . . . .	12
1.7	Principe de pompage d'une fibre optique simple gaine . . . . .	12
1.8	Schéma de principe d'une fibre optique double-gaine dopée . . . . .	14
1.9	Principe de propagation des faisceaux de signal et de pompe dans une fibre optique double-gaine . . . . .	15
1.10	Exemples de profils de fibres double-gaine . . . . .	17
1.11	Principe de pompage d'une fibre double-gaine par combineur multimode . . . . .	19
1.12	Principe de pompage d'une fibre double-gaine par une fibre effilée et fusionnée . . . . .	21
1.13	Principe de pompage d'une fibre double-gaine par encoche en V . . . . .	21
1.14	Évolution du coefficient de gain en fonction de l'inversion de population . . . . .	26
1.15	Résultats de simulations pour la détermination de la longueur de fibre optimale. $P_s^{entrée} = 1 \text{ mW}$ et $P_p = 1,8 \text{ W}$ . . . . .	28
1.16	Comparaison entre résultats d'expérience et de simulation dans le cas d'une amplification à $1029 \text{ nm}$ . La puissance d'entrée est de $5,5 \text{ mW}$ . . . . .	30
2.1	Représentation de la croissance de la puissance disponible en sortie des systèmes à fibre, en régime continu et d'impulsions, au cours des dernières années . . . . .	35
2.2	Représentation schématique d'un train d'impulsions . . . . .	36
2.3	Part de la puissance transformée en chaleur selon la longueur d'onde du signal . . . . .	37
2.4	Évolution de la température dans une fibre de $20/[200 \times 220] \mu m^2$ (fibre du type « Fibre $[20 \mu m, 0,14]$ » (cf. page 49)) pompée par $33 \text{ W}$ de pompe, non ventilée (courbe de gauche) puis ventilée (courbe de droite) . . . . .	40
2.5	Évolution de la température pour diverses géométries de fibre (pompage à $915 \text{ nm}$ , avec $100 \text{ W}$ ) . . . . .	41
2.6	Pertes en excès dues au photochromisme dans une fibre dopée $Yb^{3+}$ . . . . .	42
2.7	Pertes en excès dues au photochromisme dans une fibre de $23 \mu m$ (gauche) et $20 \mu m$ (droite) . . . . .	43

2.8	Dépendance de la phase non linéaire à la fréquence optique dans un processus d'automodulation de phase (schéma de principe) . . . . .	52
2.9	Diamètres d'un faisceau réel (pointillés) et d'un faisceau Gaussien (trait plein) en fonction de la distance au waist . . . . .	55
2.10	$M^2$ théoriques (traits) et mesurés (points) en fonction de $\phi_{mode}$ . . . . .	57
2.11	Profil de faisceau mesuré en sortie d'une fibre de diamètre de cœur $20 \mu m$ et d'O.N. 0,12. . . . .	58
2.12	Illustration des paramètres $d$ et $\Lambda$ d'une fibre microstructurée . . . . .	59
2.13	Profil d'une fibre optique à cristal photonique . . . . .	59
2.14	Profil d'une fibre optique dopée en anneau . . . . .	63
2.15	Variation de l'indice de réfraction d'une fibre dopée en anneau . . . . .	63
2.16	Profil d'une fibre optique triple-gaine développée pour élargir le diamètre de mode . . . . .	64
2.17	Profil d'une fibre optique triple-gaine développée pour permettre une injection d'une grande puissance de pompe . . . . .	65
2.18	Évolution de la fréquence réduite $V$ en fonction de l'ouverture numérique O.N. de la fibre connaissant son diamètre de cœur. . . . .	66
3.1	Schéma de principe d'un laser en cavité Fabry-Perot : système hybride fibre/espace libre . . . . .	76
3.2	Structure laser à fibre à cavité en anneau : a- Structure à oscillation libre, b- Structure à oscillation forcée . . . . .	77
3.3	Schéma de principe d'un laser à oscillateur amplifié . . . . .	78
3.4	Schéma de principe d'un laser en cavité Fabry-Perot à double réseaux de Bragg. . . . .	79
3.5	Évolution de la puissance en sortie d'un laser à cavité de type Fabry-Perot pompé par un combineur de pompe. En encart, le spectre optique du signal laser à $1064 nm$ obtenu à $23 W$ . . . . .	81
3.6	Évolution de la largeur spectrale d'un laser en cavité Fabry-Perot délivrant $23 W$ de puissance de sortie. La largeur du miroir de sortie est de $0,23 nm$ à mi-hauteur. . . . .	81
3.7	Schéma complet d'un laser accordable à cavité en anneau unidirectionnelle délivrant $20 W$ de puissance continue entre $1080$ et $1110 nm$ . . . . .	84
3.8	Puissance obtenue (gauche) et spectres optiques mesurés à $20 W$ (droite) en sortie d'un laser accordable à cavité en anneau unidirectionnelle. . . . .	85
3.9	Architecture de l'amplificateur à fibre double-gaine dopée $Yb^{3+}$ utilisé pour l'amplification d'un signal à faible section efficace d'émission. Le pompage, ici représenté en co-propagatif, peut être contra-propagatif selon les cas. . . . .	87
3.10	Résultats de simulation en amplification d'un signal à faible section efficace d'émission selon le niveau d'entrée. La longueur de la fibre est de $10 m$ et la fibre est du type « Fibre [ $6 \mu m$ , $0,12$ ] » (cf. page 49) . . . . .	88
3.11	Comparaison entre le gain accessible à $1127 nm$ pour diverses longueurs d'onde de pompe en fonction de la puissance de pompe disponible. La puissance d'entrée est de $100 mW$ et la fibre est du type « Fibre [ $6 \mu m$ , $0,12$ ] » (cf. page 49) . . . . .	90

3.12	Comparaison entre le gain accessible par pompage à 977 nm avec 1 W de puissance de pompe pour 10 et 50 m de « Fibre [6 $\mu$ m, 0,12] ». La puissance d'entrée est de 100 mW. . . . .	91
3.13	Comparaison entre le gain accessible à 1127 nm pour diverses longueurs de « Fibre [6 $\mu$ m, 0,12] » dopée selon la longueur d'onde de pompe. La puissance d'entrée est de 100 mW. . . . .	92
3.14	Comparaison du gain accessible à 1127 nm pour une puissance d'entrée de 12 mW et une longueur de FDG dopée $Yb^{3+}$ du type « Fibre [6 $\mu$ m, 0,12] » optimale en pompant à 920 nm ou 977 nm (expérience et simulation) . .	93
3.15	Signal obtenu en sortie de l'étage de préamplification (expérience et simulation). La puissance totale extraite est de 355 mW. . . . .	94
3.16	Architecture optimisée d'un amplificateur à 1127 nm délivrant plus de 1 W de puissance de sortie. . . . .	94
3.17	Puissance de sortie accessible en fonction de la longueur de FDG pompée à 920 nm ou 977 nm . . . . .	95
3.18	Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe accessible par pompage à 977 nm. La puissance injectée est de 270 mW. . . . .	96
3.19	Spectre optique du signal obtenu en sortie de l'amplificateur lorsque la puissance dépasse 1 W. En incrustation, le spectre optique du signal injecté en entrée de l'étage de puissance après filtrage de l'ESA en sortie de l'étage de préamplification . . . . .	96
3.20	Comparaison entre résultats d'expériences et de simulations en amplification d'un signal à faible section efficace d'émission à 1115 nm . . . . .	98
3.21	Spectres optiques obtenus en sortie d'un amplificateur à fibre dopée $Yb^{3+}$ en pompage à 920 nm ou 977 nm. La longueur de fibre est de 7 m et la puissance de pompe injectée de 2 W. En incrustation : agrandissement du signal, en échelle linéaire, montrant la différence d'extraction de puissance sur le signal selon la longueur d'onde pompe. . . . .	98
3.22	Spectre optique obtenu en sortie d'un amplificateur à fibre dopée $Yb^{3+}$ de forte puissance délivrant plus de 3 W de flux continu à 1115 nm. En incrustation : la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe injectée. . . . .	99
4.1	Puissance seuil de la diffusion Brillouin stimulée et longueur de fibre dopée correspondante en fonction du gain pour une puissance d'entrée de 250 mW	103
4.2	Génération de mélange à 4 ondes dans un amplificateur à fibre dopée $Yb^{3+}$ . Le signal est atténué de 22 dB, l'espacement en longueur d'onde est de 1,5 nm (noire), 1 nm (rouge) et 0,5 nm (bleue) . . . . .	105
4.3	Amplitude du mélange à 4 ondes dans un amplificateur à fibre dopée $Yb^{3+}$ de gain $G = 7$ dB. . . . .	105
4.4	Élargissement spectral après amplification selon la nature de la source. a/ Amplification de la « Source 1 », b/ « Source 2 » . . . . .	108
4.5	Élargissement spectral obtenu par automodulation de phase au travers de l'étage de puissance par amplification de la « Source 2 » . . . . .	108
4.6	Largeur à mi-hauteur à $> 1,7$ kW crête mesurée après amplification de la « Source 2 » à l'aide de la « Fibre [13 $\mu$ m, 0,13] » . . . . .	109

5.1	Evolution du gain instantané dans le cas d'une impulsion gaussienne et d'un amplificateur de gain $G_0 = 40$ dB . . . . .	114
5.2	Comparaison des profils des impulsions d'entrée et de sortie dans le cas d'un gain non saturé . . . . .	116
5.3	Comparaison des profils des impulsions d'entrée et de sortie dans le cas d'un gain saturé . . . . .	117
5.4	Comparaison des profils d'impulsions d'entrée (gauche) et de sortie (droite) pour un profil d'impulsion initial rectangulaire. . . . .	118
5.5	Comparaison des profils d'impulsions d'entrée (gauche) et de sortie (droite) pour un profil d'impulsion initial gaussien. . . . .	119
5.6	Comparaison des profils d'impulsions d'entrée (gauche) et de sortie (droite) pour un profil d'impulsion initial triangulaire. . . . .	119
5.7	Comparaison des profils d'impulsions d'entrée (gauche) et de sortie (droite) pour un profil d'impulsion initial exponentiel. . . . .	120
5.8	Profils des impulsions obtenues en sortie après amplification à l'aide des fibres $[6 \mu m, 0,12]$ et $[30 \mu m, 0,08]$ . . . . .	121
5.9	Schéma de principe de la structure à 2 étages d'amplification avec filtrage de l'ESA . . . . .	123
5.10	Evolution de la puissance moyenne en sortie du premier amplificateur . . . . .	124
5.11	Spectre optique et profil de l'impulsion émise par la diode source à $20$ kHz de fréquence de répétition. . . . .	125
5.12	Profil de l'impulsion en entrée de l'amplificateur à fibre $6 \mu m$ . . . . .	125
5.13	Comparaison expérience et simulation pour une énergie de $50 \mu J$ obtenue en sortie d'une fibre d'énergie de saturation $2,3 \mu J$ . L'énergie d'entrée est de $1,55 \mu J$ . . . . .	126
5.14	Comparaison expérience et simulation pour une énergie de $100 \mu J$ obtenue en sortie d'une fibre d'énergie de saturation $2,3 \mu J$ . L'énergie d'entrée est de $0,75 \mu J$ . . . . .	126
5.15	Superposition des profils d'impulsions obtenus en entrée et en sortie de second étage d'amplification pour $f = 100$ kHz. En sortie l'énergie est de $15 \mu J$ . . . . .	127
5.16	Comparaison expérience (gauche) et simulation (droite) pour une énergie de $15 \mu J$ obtenue en sortie d'une fibre d'énergie de saturation $2,3 \mu J$ pour divers taux de répétition . . . . .	128
5.17	Comparaison de l'évolution du gain instantané au cours de l'amplification d'une impulsion émise à des taux des répétition de $10$ et $20$ kHz jusqu'à une énergie de $100$ et $50 \mu J$ respectivement . . . . .	129
5.18	Schéma de principe de l'amplificateur à fibre de puissance . . . . .	131
5.19	Profil de l'impulsion en entrée de l'amplificateur à fibre $20 \times [200 \times 220] \mu m$ . . . . .	131
5.20	Profils d'impulsions en sortie d'amplificateur à $1$ mJ injecté par une impulsion de durée $230$ ns à la base (Expérience et simulation) . . . . .	132
5.21	Réduction de la durée de l'impulsion d'entrée de $\Delta t_e = 230$ ns à $180$ ns à énergie constante ( $E_e = 22,5 \mu J$ ) . . . . .	133
5.22	Effet d'une réduction de la durée de l'impulsion à énergie constante sur l'évolution du gain instantané au cours du passage de l'impulsion . . . . .	134

5.23	Profils d'impulsions à 1 $mJ$ (Expérience et simulation) résultant de l'amplification d'une impulsion réduite de $\Delta t_e = 230 ns$ à $180 ns$ à énergie constante . . . . .	135
5.24	Évolution du gain instantané au cours du passage de l'impulsion pour une durée d'impulsion réduite de $\Delta t_e = 180 ns$ à $120 ns$ . . . . .	136
5.25	Profils d'impulsions homogènes obtenus pour une énergie de sortie de 1 $mJ$	136
5.26	Réduction de l'énergie de l'impulsion injectée à durée constante . . . . .	137
5.27	Évolution du gain instantané au cours du passage de l'impulsion pour des énergies injectées variant de $E_e = 22,5 \mu J$ à $6,4 \mu J$ . . . . .	138
5.28	Comparaison des profils obtenus à $E_s = 1 mJ$ et résultant de l'amplification d'impulsions d'énergies différentes. . . . .	138
5.29	Profil d'impulsion rectangulaire désiré en sortie dans des impulsions d'énergie $E_s = 10 \mu J$ . . . . .	140
5.30	Profil d'impulsion réciproque qu'il est nécessaire d'injecter en entrée d'amplificateur pour obtenir une impulsion rectangulaire d'énergie $10 \mu J$ en sortie. . . . .	141
5.31	Structure de l'amplificateur optimisé pour une amplification au-delà de 10 $W$ moyen d'impulsions à $1060 nm$ de durée 2 $ns$ à des taux de répétition variables entre 3 et 30 $MHz$ . . . . .	142
5.32	Puissance moyenne et puissance crête contenue dans $\pm 0,5 nm$ autour de la longueur d'onde centrale en fonction de la puissance de pompe injectée	143
5.33	Spectres optiques obtenus à $> 10 W$ de puissance moyenne à 3 et 30 $MHz$ de taux de répétition. . . . .	144
5.34	Architecture complète du laser en configuration MOPFA pour l'extraction d'énergies supérieures à 1 $mJ$ . . . . .	145
5.35	Évolution de l'énergie en fonction de la fréquence de répétition. À 1 $mJ$ , la durée d'impulsion est de 110 $ns$ . . . . .	146
5.36	Évolution de la puissance crête (gauche) et de la puissance moyenne (droite) en fonction de la puissance de pompe, la durée de l'impulsion est de 110 $ns$ .	147
5.37	Apparition de la diffusion Raman stimulée dans le spectre de sortie de l'amplificateur de forte énergie lorsque la puissance crête augmente. En encart, les impulsions correspondantes . . . . .	148
5.38	Méthode de mesure du niveau de signal rétrodiffusé par l'amplificateur de puissance . . . . .	149
5.39	Évolution de la puissance contra-propagative en amplification d'impulsions de durée inférieure à 100 $ns$ à forte énergie . . . . .	149
5.40	Évolution de la forme de l'impulsion en fonction de l'énergie . . . . .	150
5.41	Évolution de la puissance moyenne en sortie de l'amplificateur de forte énergie en fonction de la puissance de pompe et pour divers diamètres d'enroulement (mentionnés entre parenthèses) de la « Fibre [30 $\mu m$ , 0,08] ». . . . .	151
5.42	Évolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance . . . . .	152



# Liste des tableaux

1.1	Configuration des états électroniques de l'Ytterbium sous forme atomique et ionisée . . . . .	9
1.2	Calcul théorique du nombre de brins d'un combineur multimode et exemples de coupleurs commerciaux . . . . .	20
2.1	Comparatif des différentes technologies de lasers de puissance [Vandijk 05]	34
2.2	Evolution des populations des sous-niveaux « b » et « e » en fonction de la température . . . . .	37
2.3	Tableau récapitulatif des principales caractéristiques des diffusions Raman et Brillouin stimulées . . . . .	48
2.4	Valeurs calculées des puissances seuil, en régime continu ou quasi-continu, des D.R.S. et D.B.S. pour une longueur de fibre permettant une absorption de 10 <i>dB</i> de la pompe en pompage à 920 <i>nm</i> . . . . .	49
2.5	Diamètres de modes et qualités de faisceau pour diverses fibres large cœur ou à large surface de mode . . . . .	57
2.6	Calculs des diamètres de mode par méthodes des approximations de modes Gaussiens (i.e. « Gauss » ), des enveloppes gaussiennes (i.e. « Bessel » ) et enfin par la formule de Marcuse. . . . .	68
2.7	Calculs des surfaces effectives de mode fondamental à partir des valeurs des diamètres de mode répertoriées dans le tableau 2.6 . . . . .	69
2.8	Valeurs des énergies de saturation à partir des valeurs de surfaces effectives répertoriées dans le tableau 2.7 . . . . .	70
2.9	Résumé des principales caractéristiques des fibres utilisées . . . . .	71
5.1	Évolution de la puissance moyenne de la source en fonction du taux de répétition pour une impulsion de durée 200 <i>ns</i> . . . . .	123



# Introduction générale

L'optique a, depuis la naissance des lasers jusqu'à nos jours, connu une période dense et riche. Dense car que de progrès et d'innovations ont été accomplis depuis la démonstration du 1<sup>er</sup> effet laser par Maiman en 1960 [Maiman 60]. Riche par la variété des domaines étudiés, la diversité des lasers mis au point et des applications visées. Pour exemple, citons les lasers solides (type Nd :Yag), les lasers à gaz (type laser CO<sub>2</sub>, He-Ne, Argon) ou bien encore les lasers à fibre. Le 1<sup>er</sup> effet laser dans une fibre optique a été discuté par Snitzer l'année qui a suivi la découverte de Maiman [Snitzer 61].

Le 1<sup>er</sup> effet laser dans un verre dopé Ytterbium fut, quant à lui, obtenu en 1962 par Etzel, Grandy et Ginther [Etzel 62], quelques temps après qu'un effet laser ait été observé dans d'autres matrices dopées au Néodyme notamment. Une certaine suprématie de cette terre-rare sur l'ion Ytterbium s'est d'ailleurs établie, la majorité des études effectuées alors portant sur le Néodyme. Sa structure électronique (cf. page 8) présentant des propriétés qui rendait alors son étude plus accessible que celle de matrices dopées à l'Ytterbium. Il n'est, en effet, par exemple pas possible de pomper une matrice dopée aux ions  $Yb^{3+}$  par des lampes flash, chose permise pour le Néodyme. Qu'il soit pompé par lampe flash ou par laser Argon [Lefloch 91b], l'ion  $Nd^{3+}$  a été largement étudié dans ces années et les décennies qui suivirent au détriment de l'ion  $Yb^{3+}$ . Ce n'est que très récemment, pour les besoins d'applications nécessitant toujours davantage de puissance et grâce à la disponibilité de diodes de pompes de plus en plus puissantes, que l'ion Ytterbium a connu un regain d'intérêt. En témoigne l'extraordinaire escalade des puissances obtenues au cours de la période de 1990 à nos jours [Galvanauskas 04]. A cette date, un laser ou un amplificateur de puissance était un système délivrant des puissances continues de l'ordre du watt [Zellmer 95, Minelly 92]. A la date à laquelle nous écrivons ces lignes, un système de puissance délivre quelques centaines de watts en régime de fonctionnement continu d'un faisceau parfaitement monomode [Gapontsev 03]. En régime d'impulsions, les puissances crêtes dépassent quant à elles le mégawatt [Diteodoro 05]!

On distingue ainsi, 2 types de fonctionnements : un fonctionnement en régime continu et un fonctionnement en régime d'impulsions. Dans le premier cas, des photons sont émis à chaque instant en sortie du système considéré aussi longtemps que la cavité laser ou que la section de gain de l'amplificateur sera pompée par un système adéquat. La puissance de tels systèmes continus atteint de nos jours plusieurs centaines de watts pour des produits commerciaux et le record, obtenu en laboratoire en sortie d'un système fibré, est de 1,36 kW [Jeong 04a]. Dans le cas des systèmes fonctionnant en régime d'impulsions, des impulsions lasers possédant une durée finie sont émises avec un taux de répétition donné tandis qu'entre ces impulsions la lumière retourne à zéro. La première description théorique d'un laser fonctionnant en régime d'impulsions est l'œuvre de R.W. Hellwarth [Hellwarth 61]. La puissance transportée par chaque impulsion est appelée puissance crête.

Elle peut alors atteindre des valeurs de plusieurs centaines de kilowatts [Diteodoro 02] sans que la puissance moyenne soit très élevée. Souvent celle-ci est, de fait, limitée par une remontée de l'émission spontanée amplifiée entre les impulsions.

Nous pouvons, de fait, nous interroger quant à savoir ce qui a permis une telle escalade des puissances délivrées par des systèmes de type laser ou amplificateur à fibre dopée, ceux-ci étant jusqu'alors considérés comme des systèmes de faibles puissances [Po 93]. Pour cela, nous devons en premier lieu chercher à comprendre ce qui limitait jusqu'au début des années 1990 la puissance en sortie de systèmes à fibre à quelques centaines de milliwatts. Le catalyseur à cette montée en puissance fut la mise au point par Snitzer et al. dans la fin des années 1980 d'une technologie à fibre double-gaine [Snitzer 89]. Celle-ci rompt avec la géométrie traditionnelle d'une fibre simple gaine à saut d'indice et dans laquelle il est difficile d'injecter une grande puissance de pompe. En effet, cette injection, pour permettre l'obtention de gain et la propagation du signal, doit se faire dans le cœur dopé, le plus souvent monomode et donc de faible diamètre et ouverture numérique (O.N.). La structure d'une fibre double-gaine permet au contraire l'injection, à l'aide de techniques appropriées d'une grande puissance de pompe. Celle-ci ne se fait plus dans un cœur de petite section et faible O.N. mais dans une gaine entourant celui-ci et aux dimensions plus favorables. Contrairement à un cœur monomode les diamètres de cette gaine peuvent atteindre ainsi quelques centaines de microns (à comparer à quelques microns) et leur O.N. une valeur typique de 0,45 (à comparer à 0,11 – 0,14). En parallèle à la mise au point de ces géométries de fibres plus favorables, l'élévation de puissance a été portée par les progrès réalisés sur les diodes de pompes émettant de fortes puissances à des longueurs d'onde compatibles avec au moins une bande d'absorption de la terre-rare utilisée. Des diodes semiconductrices à large surface émettrice, adaptées au pompage des fibres double-gaine, émettent aujourd'hui une puissance de plusieurs watts [Waarts 04]. Puissance qui peut être portée à quelques centaines de watts lorsque ces diodes sont réunies en barrettes. Ces briques technologiques seront présentées et abordées au cours de notre premier chapitre. Il sera complété de notions fondamentales sur la spectroscopie de la terre-rare ayant servi notre étude, à savoir l'ion Ytterbium. Celle-ci, par son excellent rendement quantique, permet d'atteindre des efficacités électro-optiques exceptionnellement importantes et l'obtention de puissances records dans les systèmes de lasers ou d'amplificateurs à fibre dopée aux ions de terre-rare. Les très forts niveaux de puissance atteints dans des systèmes à fibre et dont les valeurs records sont rappelées au début de cette introduction, le sont préférentiellement en émission à l'aide de fibres dopées Ytterbium. En effet, de telles fibres présentent des rendements de conversion bien supérieurs aux fibres dopées Erbium, utilisées pour une émission à  $1,5 \mu m$ , ce qui les rendent particulièrement attractives pour une étude des systèmes de très forte puissance. C'est pourquoi, notre travail fera état, exclusivement, de résultats obtenus à l'aide de lasers ou d'amplificateurs intégrant des fibres dopées Ytterbium. Le fonctionnement de ce type d'amplificateur complétera notre chapitre et le modèle numérique de simulations utilisé au cours de notre étude sera présenté.

Sans emphase, on peut alors parler de nouvelle ère dans laquelle sont entrés les systèmes employant une technologie à fibre depuis une quinzaine d'années de 1990 à nos jours. Comme toute nouveauté, elle a elle-même engendré et créé de nouveaux besoins. Besoins de davantage de puissance pour des applications multiples et variées : applications médicales, LIDAR, industrielles, militaires, spectroscopiques, de détection cohérente, ... Elle a aussi amené à reconsidérer certains phénomènes qui peuvent être

négligeables à plus faible puissance et à les inclure dans les modèles développés. Ainsi, la montée en puissance de systèmes à fibre optique dont le rendement quantique ne peut être unitaire conduit à une élévation de la température de la fibre qui peut, dans certaines extrémités, conduire à d'importantes pénalités sur les performances et la fiabilité du système. Les effets thermiques sont, par contre, négligeables lorsque la densité d'énergie dans le cœur de la fibre est moindre et il a donc fallu les inclure dans les modèles d'amplificateurs [Wang 04b, Canat 05b] pour leur étude à plus forte puissance. Par ailleurs, les effets non linéaires deviennent le plus souvent les premiers événements limitant les performances d'un système à fibre lorsque la puissance croît. Ceux-ci sont des phénomènes qui apparaissent au-delà d'une puissance seuil. Cette puissance seuil dépend de plusieurs paramètres comme, par exemple, la longueur d'interaction du signal avec le guide et la densité d'énergie dans celui-ci. Concernant le premier de ces 2, la géométrie à fibre double-gaine est très défavorable par comparaison avec une géométrie à fibre simple gaine. En effet, dans les 2 cas, seul le cœur est généralement dopé. Mais dans le cas de la géométrie à fibre double-gaine la pompe est injectée dans la première gaine non dopée et son absorption se fait dans le cœur à chaque fois qu'elle le traverse (cf. §1.3.3). Celle-ci, même si des méthodes permettent aujourd'hui de la maximiser [Snitzer 88], reste bien en retrait par rapport à l'absorption obtenue par propagation directe de la lumière de pompe dans le cœur dopé. La longueur de fibre nécessaire pour obtenir, dans une fibre double-gaine, un niveau d'absorption équivalent à celui obtenu dans une fibre simple-gaine est plus importante et favorise l'apparition des effets non linéaires. Une densité d'énergie qui croît lorsque la puissance augmente, une longueur d'interaction du signal avec la matière plus importante du fait de l'utilisation d'une structure à fibre double-gaine, tout ceci favorise les effets indésirables à l'élévation de puissance dans les lasers et amplificateurs à fibre. L'effort fourni pour permettre un apport supplémentaire de puissance, permis par une géométrie de gaine favorable, serait-il alors vain et la montée en puissance compromise de ce fait ? Nous apportons des éléments de réponse et notre analyse de la question dans notre second chapitre et présentons notamment une approche théorique des effets indésirables (thermiques, effets non linéaires, ...) ainsi que les résultats de modélisation que nous avons pu effectuer. Nous présentons aussi une revue, non exhaustive, de divers types de fibres qui apportent chacune un élément de réponse à ce problème.

Notre étude s'est alimentée à la source de toutes ces découvertes pour, comme en synthèse, étudier et discuter les phénomènes résultant d'une montée en puissance dans un système à fibre dopée Ytterbium. Notre troisième chapitre traite ainsi de nos résultats d'expériences de montée en puissance dans des systèmes lasers et amplificateurs à fibre dopée Ytterbium. Loin des records de puissance obtenus dans de multiples laboratoires, notre approche est celle d'une maîtrise des effets qui pourraient devenir indésirables lorsque la puissance croît s'ils n'étaient contrôlés et maîtrisés à plus faible puissance. En ce sens, nous proposons des architectures de systèmes optimisées avec les moyens qui étaient les nôtres durant cette étude et une ouverture vers l'extraction de davantage de puissance en ayant recours à la même technologie. Dans l'amplification de certaines longueurs d'onde avant de parler d'augmentation de la puissance, il faut, en premier lieu, envisager un moyen d'en extraire. Nous proposons ainsi une étude des systèmes d'amplificateurs à fibre dopée  $Yb^{3+}$  aux longueurs d'onde de faible section efficace d'émission et aboutissons à des résultats originaux et à une structure d'amplificateur optimisée. Cette partie de notre étude est entièrement consacrée aux systèmes fonctionnant en régime continu.

Notre quatrième chapitre, reproduit la même philosophie pour étudier et proposer des solutions originales permettant de s'affranchir des effets non linéaires de types diffusion Brillouin stimulée ou engendrés par effet Kerr avant qu'ils ne deviennent gênant pour une extraction de puissance élevée. Cette étude a été menée sur des systèmes fonctionnant soit en régime continu soit en régime d'impulsions. Nous plaçons ainsi la dimension de notre travail au niveau d'un objectif de conservation des propriétés intrinsèques d'une source laser de faible puissance amplifiée à l'aide d'amplificateurs de très fort gain. En effet, les systèmes à fibres se positionnant en compétition frontale avec les systèmes de lasers solides ou à gaz dès que la puissance s'élève, ces systèmes étant installés et éprouvés depuis plusieurs décennies, il nous paraissait important d'insister sur les valeurs fortes d'un système à fibre (pureté spectrale, qualité de faisceau, flexibilité, faible encombrement, ...). Il n'apparaît pas toujours facile de les conserver à 100 %.

Notre cinquième et dernier chapitre est exclusivement consacré à l'étude et à la présentation de nos travaux obtenus sur des lasers et amplificateurs à fibre fonctionnant en régime d'impulsions. Les objectifs poursuivis de forte extraction d'énergie dans des impulsions longues, de durée de quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes, à émises à des taux de répétition relativement faibles (de l'ordre du kilohertz) et de forte valeur de puissance crête obtenue dans des impulsions courtes, de durée ne dépassant pas 10 ns, sont présentés et discutés. Un modèle numérique de simulations a été développé afin de permettre la minimisation des valeurs de puissances crêtes atteintes lorsque l'énergie croît et les résultats de nos calculs sont comparés à l'expérience. L'intérêt d'un tel outil est de permettre une réduction de la puissance contenue dans les effets non linéaires survenant à forte puissance par rapport à la puissance utile contenue dans le signal à amplifier. Les technologies utilisées durant nos expériences sont présentées et leurs avantages et inconvénients discutés en vue de l'obtention de davantage de puissance en sortie de ces systèmes en ayant recours aux mêmes technologies.

Les résultats originaux démontrés durant notre travail de thèse sont présentés et témoignent de la variété des thèmes abordés. Ceci étant nous concluons et proposerons une ouverture afin qu'une suite puisse être donnée à ces travaux.

# Chapitre 1

## Fibres dopées $Yb^{3+}$ : notions fondamentales

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Introduction au premier chapitre . . . . .</b>	<b>5</b>
<b>1.2</b>	<b>Propriétés spectroscopiques de l'ion Ytterbium . . . . .</b>	<b>8</b>
1.2.1	L'atome d'Ytterbium . . . . .	8
1.2.2	Éléments de spectroscopie de l'ion Ytterbium . . . . .	9
1.2.3	Spectres d'absorption et d'émission . . . . .	10
<b>1.3</b>	<b>Les fibres optiques : guidage, dopage et pompage . . . . .</b>	<b>11</b>
1.3.1	Les fibres optiques . . . . .	11
1.3.2	Les fibres optiques dopées . . . . .	11
1.3.3	Les fibres optiques double-gaine . . . . .	14
1.3.4	Techniques de pompage . . . . .	16
<b>1.4</b>	<b>Application aux lasers et amplificateurs à fibre . . . . .</b>	<b>22</b>
1.4.1	Introduction . . . . .	22
1.4.2	L'amplificateur à fibre dopée $Yb^{3+}$ . . . . .	22
<b>1.5</b>	<b>Conclusion au premier chapitre . . . . .</b>	<b>30</b>

---

### 1.1 Introduction à ce chapitre

Ce chapitre est une introduction générale aux technologies à fibres dopées utilisées dans variétés d'applications. Plus particulièrement, nous nous attacherons à présenter les fibres optiques double-gaine et les techniques de pompage qui ont été développées pour profiter à plein de leurs propriétés géométriques. En association avec une terre-rare (Ytterbium, Néodyme, Erbium, Thulium, Holmium, . . .) ainsi qu'avec des diodes lasers de puissance, ces fibres autorisent l'obtention de très fortes puissances tant en régime de fonctionnement continu qu'en régime d'impulsions. Nous nous concentrerons, de plus, principalement sur la bande spectrale d'émission comprise entre 1020 et 1130  $nm$ . Cette bande spectrale est couverte à l'aide de fibre dopée Néodyme ou Ytterbium. Nous n'ignorons pas que d'autres bandes d'émission peuvent être atteintes à l'aide d'autres terres-rares. Par exemple, la bande d'émission centrée à 1,5  $\mu m$ , qui a été choisie historiquement pour les applications

en télécommunications [Joindot 96], est couverte en ayant recours à des fibres optiques dopées à l'Erbium ou encore co-dopées à l'Ytterbium. Par ailleurs, pour une émission à  $2 \mu m$  des fibres optiques dopées à l'Holmium sont à privilégier [Yu 03, Budni 03].

L'Ytterbium n'est, comme il vient d'être dit, pas la seule terre-rare à posséder une large bande d'émission à  $1 \mu m$ . Le Néodyme a, notamment, été et est encore aujourd'hui largement utilisé. Son étude a, d'ailleurs, été prédominante historiquement en comparaison à celle de l'Ytterbium car sa structure électronique présente des raies d'absorption aux alentours de  $514 nm$  et  $590 nm$  (cf. fig 1.1 d'après [Stone 73, Leflochic 91a]), c'est-à-dire à des longueurs d'onde qui rendaient possible son pompage par les lasers disponibles alors : les lasers Argon et à colorants respectivement. Le Néodyme est, dès lors, devenu un dopant privilégié des lasers solides, des cristaux lasers et autres lasers à matrice de silice en espace libre car il présente une grande efficacité de transition laser aux alentours de  $1060 nm$ . Elle atteint ainsi  $82 - 83 \%$  quand le laser est pompé à  $808 nm$  pour une émission à  $1054 - 1064 nm$  et  $76 - 77 \%$  lorsqu'il est pompé à  $875 nm$  [Bayramian 00]. Des diodes lasers semiconductrices de type AlGaAs ont très tôt été développées pour permettre ce pompage. La très forte absorption de la transition  ${}^4I_{9/2} \rightarrow {}^4F_{5/2}$  aux alentours de  $800 nm$  permet d'exciter de manière très efficace l'état métastable  ${}^4F_{3/2}$ . Par contre, il s'agit d'une raie d'absorption et non d'une bande, ce qui oblige à réguler en température les diodes de pompe.

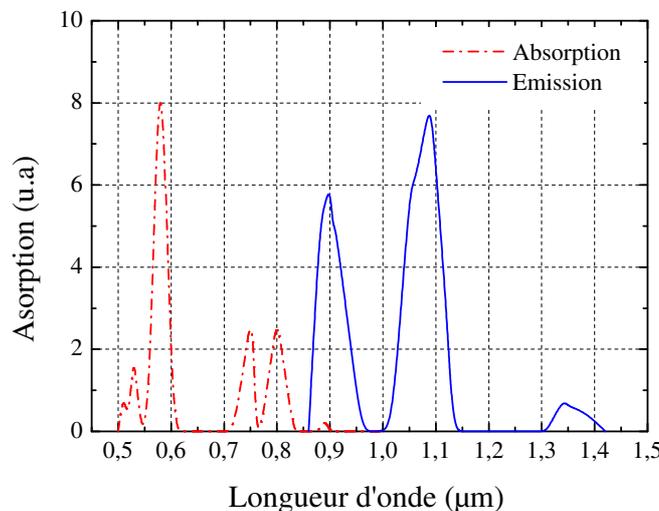


FIG. 1.1 – Spectre d'absorption typique de l'ion  $Nd^{3+}$  dans une matrice de germanosilicate

La transition  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  procure une émission laser à  $1060 nm$  à température ambiante, température à laquelle ce dernier niveau n'est pas peuplé. Son écart de  $2000 cm^{-1}$  en énergie par rapport au niveau fondamental est, par ailleurs, suffisamment petit pour qu'il puisse facilement se dépeupler de manière non radiative ce qui évite une augmentation de la population de  ${}^4I_{11/2}$  [Swiderski 04]. L'inconvénient majeur de l'ion  $Nd^{3+}$  s'agissant d'une élévation de la puissance de sortie du système laser, provient de sa structure électronique complexe (cf. fig. 1.2) comparée celle de l'ion  $Yb^{3+}$  (cf. page 9)

engendrant des agglomérats d'ions, un temps de vie radiatif plus court, des effets d'extinction, de luminescence coopérative et une efficacité quantique, toute élevée qu'elle soit, qui demeure inférieure à celle permise par l'Ytterbium [Bayramian 00, Paschotta 97a, Magne 94b, Burshtein 00].

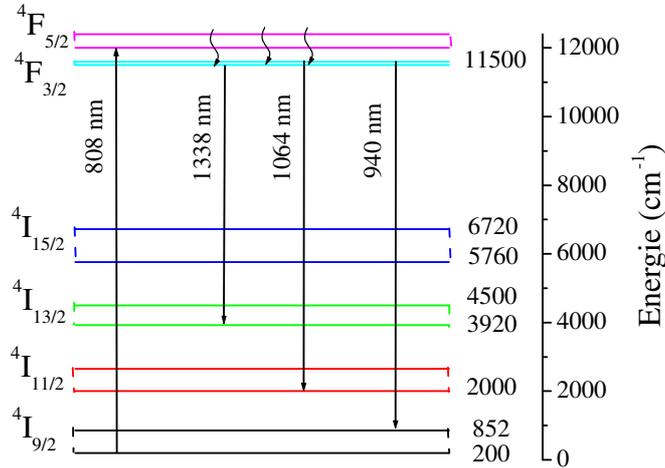


FIG. 1.2 – Niveaux d'énergie de l'ion Néodyme et de ses sous-niveaux Stark

De plus, entre autres avantages, la structure électronique simple de l'Ytterbium, composée de seulement 2 niveaux d'énergie séparés de  $10000\text{ cm}^{-1}$ , rend un système à fibre dopée à cette terre-rare moins sensible aux effets de conversion d'énergie vers les hautes fréquences<sup>1</sup> ou d'absorption par états excités que d'autres systèmes à fibre dopée par un ion trivalent ( $Nd^{3+}$ ,  $Er^{3+}$ ) [Deloach 93, Weber 83]. Enfin, elle permet un pompage efficace à l'aide de diodes lasers de puissance, comme ont été les premiers à le mettre en œuvre Reinberg et al. [Reinberg 71], car elle possède des bandes et non des raies d'absorption limitant la nécessité d'avoir recours à des systèmes d'asservissement en température des diodes de pompe. Ainsi, les récents progrès réalisés sur les diodes semiconductrices de forte puissance de type InGaAs possédant une longueur d'onde d'émission aux alentours de 920 ou 977 nm, compatible avec une des bandes d'absorption de l'Ytterbium, ont accru l'intérêt porté à cette terre-rare.

Pour, entre autres, toutes ces raisons et ceci conformément à ce qui a été exposé en introduction à cette étude, celle-ci portera sur l'étude de systèmes de forte puissance à fibres dopées  $Yb^{3+}$ . Nous allons, ainsi, dans ce qui suit présenter plus en détails ces quelques propriétés qui rendent attractives des fibres optiques dopées aux ions  $Yb^{3+}$  utilisées pour des applications de forte puissance.

<sup>1</sup>Le processus de conversion vers les hautes fréquences est un processus au cours duquel 2 ions  $Yb^{3+}$  combinent leur énergie pour émettre un seul photon possédant une longueur d'onde dans le vert ou le bleu.

## 1.2 Propriétés spectroscopiques de l'ion Ytterbium

### 1.2.1 L'atome d'Ytterbium

L'atome d'Ytterbium de numéro atomique  $Z = 70$  fait partie de la famille des lanthanides ou terre-rare. Les lanthanides incluent un remplissage progressif de la couche 4f alors que les couches 5s, 5p et 5d sont déjà remplies. Celle-là assure ainsi un effet d'écran protégeant les couches internes, siège des transitions optiques. Les lanthanides s'oxydent sous forme trivalente (exemple, l'atome d'Yb s'ionise sous forme d'ion  $Yb^{3+}$ ), ils possèdent alors de nombreuses transitions radiatives dans le visible et le proche infra-rouge.

La désignation de « terre-rare » est faite selon les propriétés du moment angulaire de leur atome ou ion. Dans la configuration dite du couplage de « Russell-Sanders » ou couplage LS, un ion présent sur un niveau d'énergie est représenté par le triplet L, S et J où L est le moment angulaire orbital, S le moment angulaire de spin et J le moment angulaire total. Dans ce couplage LS, la notation  $^{2S+1}L_J$  représente complètement un ion ou atome sur un niveau d'énergie. Pour l'atome d'Ytterbium,  $L = 3$  et  $S = 1/2$ . Les valeurs de J étant telles que  $|L - S| \leq J \leq |L + S|$ , celui-ci ne peut prendre que 2 valeurs :  $5/2$  et  $7/2$ . L'atome d'Ytterbium dans sa configuration 4f possède donc les 2 seuls niveaux d'énergie  $^2F_{5/2}$  et  $^2F_{7/2}$ . Une représentation simple des niveaux d'énergie de l'atome d'Ytterbium isolé est donnée par la figure 1.3.

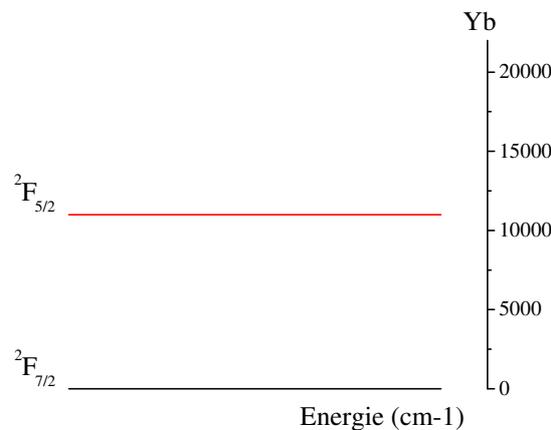


FIG. 1.3 – Niveaux d'énergie de l'atome d'Ytterbium isolé

Jusqu'à un passé proche peu d'intérêt a été porté à l'atome d'Ytterbium, les physiciens lui préférant l'atome de Néodyme qui lui, et contrairement à l'Ytterbium, possède une structure d'énergie à 4 niveaux. Toutefois, une toute autre attention a été portée sur l'atome d'Ytterbium avec le développement des technologies de télécommunications par fibre optique. En effet, l'Ytterbium, une fois ionisé, est un excellent sensibilisateur permettant d'assurer un bon transfert d'énergie vers les ions d'Erbium ( $Er^{3+}$ ) utilisés comme dopant le cœur des fibres optiques de silice pour une émission à  $1,5 \mu m$ .

### 1.2.2 Éléments de spectroscopie de l'ion Ytterbium

L'atome d'Ytterbium s'ionise une fois incorporé dans sa matrice d'accueil, cédant 2 électrons de sa couche 6s et un électron de sa couche 4f. Il s'ionise donc en l'ion  $Yb^{3+}$ . Nous donnons dans le tableau 1.1 ci-après la configuration électronique de l'atome et de l'ion Ytterbium. Les 2 niveaux d'énergie principaux,  $^2F_{7/2}$  et  $^2F_{5/2}$ , se divisent alors en, respectivement, 4 et 3 sous-niveaux. Ceux-ci sont les sous-niveaux Stark. La dégénérescence des 2 niveaux d'énergie de l'atome d'Ytterbium en sous-niveaux quand il est à l'état ionisé est induite par le champ de Coulomb dû au recouvrement des électrons formateurs (ceux du milieu) avec les électrons modificateurs (ceux des ions dopants ou codopants). Cette dégénérescence détermine directement la longueur d'onde d'émission du milieu ainsi constitué [Lu 02]. La figure 1.4 donne une représentation schématique des niveaux d'énergie Stark de l'ion  $Yb^{3+}$  dans une matrice de silice co-dopée au germanium.

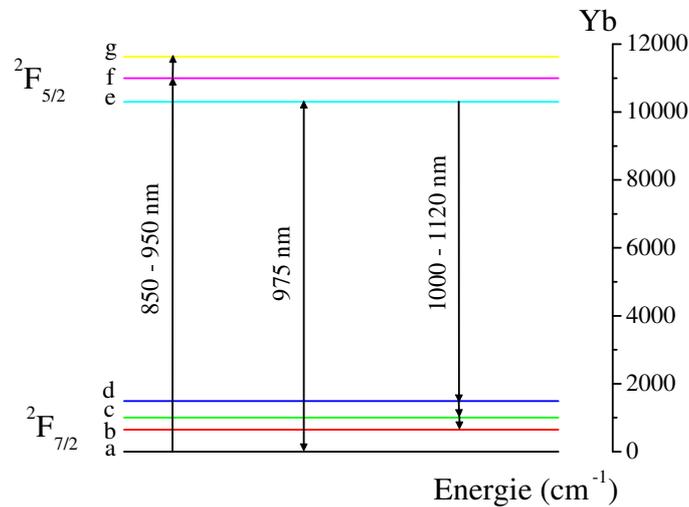


FIG. 1.4 – Niveaux d'énergie de l'ion d'Ytterbium et de ses sous-niveaux Stark

	K		L			M			N				O				P		
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d		
Yb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6			2				
$Yb^{3+}$	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6							

TAB. 1.1 – Configuration des états électroniques de l'Ytterbium sous forme atomique et ionisée

Les modifications de la composition de la matrice hôte dans de très faibles proportions peuvent, par ailleurs, changer de manière très importante ses propriétés spectroscopiques [Weber 83]. Différentes études ont, depuis une quinzaine d'années, tenté d'établir une classification des meilleurs matériaux susceptibles d'être utilisés dans le cadre d'un codopage aux ions Ytterbium [Zou 95], [Deloach 93], [Weber 83], [Lu 02], [Bayramian 00], [Kirchhof 99]. Le classement est, en fait, difficile à établir et le choix du meilleur matériau

dépend tout autant des avancées faites dans le domaine de la chimie des matériaux que de l'application en jeu. Ainsi, plus qu'une hiérarchie, il semble plus judicieux d'établir une liste de critères qu'un matériau doit posséder pour être attractif et permettre une bonne amplification d'un signal dans la bande de gain de l' $Yb^{3+}$ . Il en découle qu'une matrice hôte est, en règle générale, attractive dans le but d'aboutir à un bon effet laser si ses propriétés spectroscopiques sont telles que :

- la section efficace d'émission à la longueur d'onde signal est grande,
- la section efficace d'absorption à la longueur d'onde de pompe considérée est importante,
- la durée de vie de la terre-rare considérée dans son état excité au sein de cette matrice est importante
- la puissance de pompe à fournir au milieu pour atteindre le seuil de l'effet laser est faible [Zou 95].

Ensuite, en régime d'impulsions notamment, il sera nécessaire de privilégier un milieu ayant plutôt une grande énergie de saturation  $E_{sat}$  (cf. § 2.7), alors qu'en régime continu, il faudra privilégier les matériaux ayant un produit de la section efficace d'émission par la durée de vie dans l'état excité le plus important.

### 1.2.3 Spectres d'absorption et d'émission

La silice est un matériau intéressant pour les applications à l'optique guidée, et notamment les applications requérant de forts niveaux de puissance de sortie, car elle permet d'être étirée en fibre [Lu 02] sur de grandes longueurs ce qui augmente la surface d'interaction du signal avec la matière diminuant par la même l'influence des effets thermiques. Nous verrons ultérieurement dans ce mémoire les effets néfastes d'une thermalisation trop importante du milieu guide au cours de la montée en puissance (cf. page 36). La matrice vitreuse de silice constitue un ensemble d'ions formateurs et d'ions modificateurs. Les formateurs sont les composants principaux de la matrice (exemple,  $SiO_4$  pour la silice) tandis que les modificateurs occupent les trous du réseau. Ces modificateurs sont les ions dopants ou co-dopants. Même introduits en très faibles quantités, ceux-ci fixent pour une grande part les propriétés de la matrice ainsi formée. Les spectres d'absorption et d'émission de l' $Yb^{3+}$  dans une matrice de phospho-silicate sont, par exemple, directement dépendants de la présence ou non d'aluminium ou de germanium [Bordais 02]. Nous donnons un exemple, en figure 1.5, des spectres d'absorption et d'émission de l'ion  $Yb^{3+}$  dans une matrice de germano-silicate [Paschotta 97b]. Sur chacune des 2 courbes qui constituent cette figure, nous voyons clairement 2 zones principales :

- une large bande d'émission (respectivement d'absorption) centrée à 1040 – 1050  $nm$  (respectivement 910  $nm$ )
- un pic intense d'émission et d'absorption centré à 977  $nm$

Dans ce genre de matrice silice, co-dopée au germanium, la bande d'absorption aux alentours de 910  $nm$  correspond à une transition entre le sous-niveau Stark « a » du niveau principal  $^2F_{7/2}$  vers les sous-niveaux « f » et « g » du  $^2F_{5/2}$ . Les pics intenses d'absorption et d'émission à 977  $nm$  correspondent quand à eux à des transitions entre les 2 sous-niveaux les plus bas (du sous-niveau « a » vers le sous-niveau « e » et réciproquement). L'absorption résiduelle aux environs de 1020  $nm$  est le résultat de transitions entre le sous-niveau « b » et les sous-niveaux « e » et « f ». Celle-ci demeure relativement faible mais joue un rôle important dans l'augmentation du seuil de l'effet laser à cette longueur

d'onde et dans la réabsorption du signal ainsi émis [Hideur 01a].

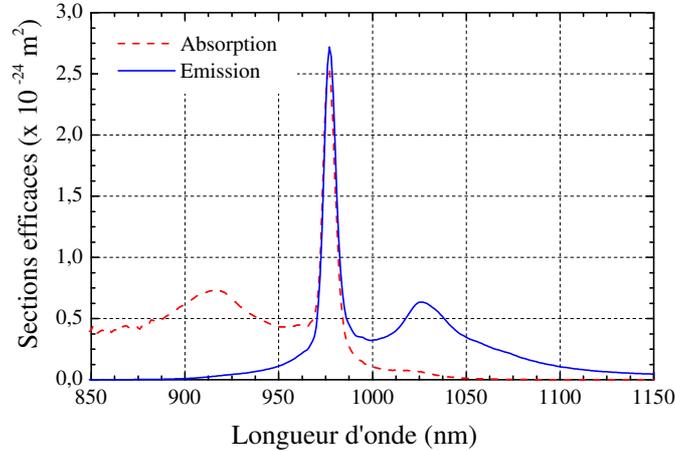


FIG. 1.5 – Spectres d'émission et d'absorption typiques de l'ion  $Yb^{3+}$  dans une matrice de germano-silicate [Bordais 02]

Quoi qu'il en soit, et ce quel que soit le type de matrice, le dopage d'une fibre optique par de l'Ytterbium permet, grâce à une technique de pompage appropriée, d'obtenir un fort gain à  $1 \mu m$ . Ceci rend possible la réalisation de lasers, sources accordables ou à longueur d'onde fixe à  $1 \mu m$  [Allain 93b], [Porta 98], ou d'amplificateurs.

## 1.3 Les fibres optiques : guidage, dopage et pompage

### 1.3.1 Les fibres optiques

Les guides optiques sont des systèmes diélectriques, uniformes le long d'un axe, qui servent à guider la lumière le long de celui-ci [Joindot 96]. Les fibres optiques sont constituées d'une « gaine » diélectrique homogène et d'un « cœur » de dimension finie. La fibre est dite « circulaire » si la géométrie du cœur est circulaire. Le cœur et la gaine d'une fibre optique possèdent chacun un indice de réfraction différent. Si l'indice du cœur  $n_c$  est supérieur à l'indice de gaine  $n_g$ , un rayon lumineux se propageant dans le cœur sous un angle  $\theta$  tel que  $\cos \theta > n_g/n_c$  subit des réflexions totales et la puissance qu'il transporte se retrouve confinée, se propageant ainsi.

### 1.3.2 Les fibres optiques dopées

Afin de profiter pleinement des propriétés intéressantes évoquées précédemment (émission dans une bande ou à une longueur d'onde donnée) que peuvent offrir les terres-rares, il est nécessaire d'assurer le transfert d'énergie adéquat. Ce transfert est obtenu par pompage de la matrice contenant la terre-rare à l'aide d'une source lumineuse (laser ou autre) possédant une longueur d'onde d'émission compatible avec une des bandes d'absorption

de ladite terre-rare. Il est alors commode d'étirer la matrice, de germano-silicate par exemple, en fibre, on parle alors de fibre optique dopée. Une représentation schématique en est donnée figure 1.6.

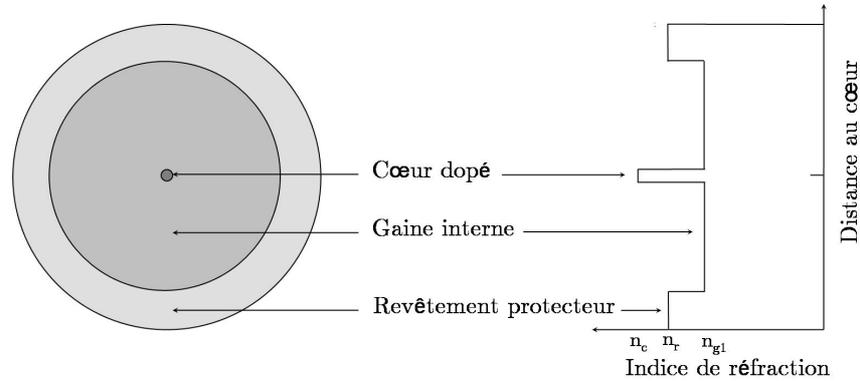


FIG. 1.6 – Exemple de fibre optique simple gaine dopée

Une fibre dopée retient le même principe qu'une fibre non dopée mais cette fois des ions de terre-rare sont introduits, en plus ou moins grande concentration, en son cœur. Un signal se propageant dans cette fibre peut tout à la fois subir une forte atténuation ou une amplification si elle est pompée convenablement. Le pompage d'une fibre simple gaine est généralement réalisé au moyen d'un combineur de signal (autrement appelé WDM pour Wavelength Division Multiplexer) ou d'une solution en espace libre à l'aide d'une diode laser semiconductrice émettant un signal laser à une des longueurs d'onde compatibles avec la ou une des bandes d'absorption de l'ion dopant utilisé. Le principe de pompage de telles fibres est représenté sur la figure 1.7. Dans le cas de l'Ytterbium, il est ainsi nécessaire, pour une émission à  $1 \mu m$  d'avoir recours à un signal de pompe à 920 ou 977 nm. Ceci est un avantage car des diodes lasers de puissance sont commercialement disponibles à ces longueurs d'onde.

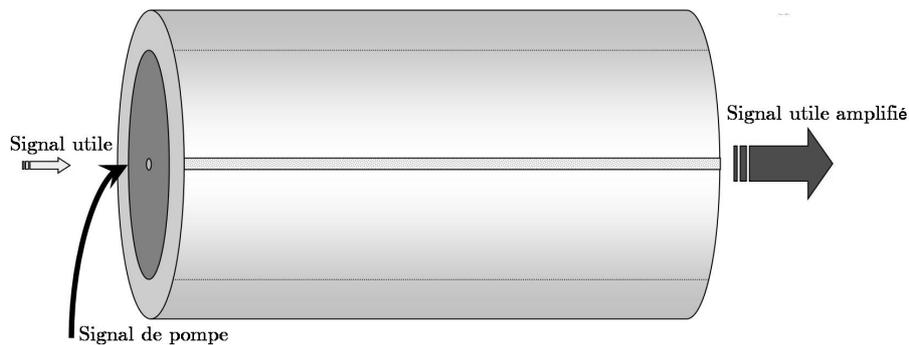


FIG. 1.7 – Principe de pompage d'une fibre optique simple gaine

Afin d'obtenir de bons rendements de couplage entre la lumière émise par la diode de pompe et la fibre dopée il est indispensable d'assurer une conservation de l'énergie ou encore de l'étendue géométrique entre la diode émettrice et la fibre. En pratique, cela est

impossible. En effet, la distribution spatiale de la lumière émise par une diode semiconductrice est très elliptique, fortement divergente dans la direction normale aux couches. La divergence angulaire perpendiculaire est de l'ordre de  $60^\circ$  et la divergence angulaire parallèle de l'ordre de  $10^\circ$  pour une structure laser de largeur typique de  $5 \mu m$  et d'épaisseur effective de mode  $1 \mu m$  [Rosencher 98]. Ceci pose des problèmes pour collimater le faisceau ou lors du couplage avec une fibre optique. En pratique ce problème est résolu et déplacé du côté des fabricants de diodes lasers semiconductrices monomodes. Ainsi, des diodes lasers, émettant un fort champ à  $920$  ou  $977 nm$ , sont commercialement disponibles et possèdent une sortie fibrée assurant la propagation d'un faisceau monomode. Il existe donc une solution pertinente au problème de pompage des fibres optiques simple gaine dopées par un faisceau compatible avec une des bandes d'absorption de la terre-rare considérée.

Des fibres dopées avec divers ions de terre-rare ont ainsi été développées et étudiées pour des applications aussi diverses et variées que les télécommunications par fibre optique avec les fibres dopées  $Er^{3+}$  [Choi 01] ou  $Er^{3+} - Yb^{3+}$ , les applications LIDAR avec, notamment des fibres dopées Thulium [Boj 94], le pompage optique de l'Helium avec des fibres dopées  $Yb^{3+}$  [Chernikov 97], [Leduc 98], des lasers de pompe pour une émission dans la bande S à l'aide de fibre dopée Thulium [Yam 04] etc ... Ainsi, dès 1993,  $1 W$  a été obtenu en sortie d'une fibre silice dopée Ytterbium d'un signal laser à  $1,02 \mu m$  [Allain 93a]. La notion de forte puissance a, depuis, bien évolué et, en général, les lasers à fibre simple gaine émettent aujourd'hui de faibles puissances ou du moins sont elles considérées comme telles. En effet, afin d'obtenir un rendement d'injection maximal de la lumière de pompe dans le cœur d'une fibre dopée, il est nécessaire, comme nous l'avons vu, de retenir une source de pompe monomode. Les diodes lasers fibrées monomodes émettent aujourd'hui au maximum quelques centaines de milliwatts de puissance de pompe efficace. Les dispositifs de pompage fournissant des puissances de pompe plus élevées sont les lasers solides ou encore les lampes flash mais avec les inconvénients qu'on leur prête (faible fiabilité, encombrement important, faible flexibilité). Les diodes lasers à  $920 nm$  ou  $977 nm$  émettant davantage de puissance possèdent un faisceau de sortie multimode. Les rendements de couplage de tels faisceaux avec une fibre optique monomode sont médiocres nuisant ainsi à l'efficacité du laser ou de l'amplificateur ainsi pompé, n'améliorant que peu ou pas sa puissance de sortie. Maintenir un rendement de couplage élevé, tout en assurant une propagation monomode tout au long de la fibre exige le recours à une fibre de plus large cœur et de plus faible ouverture numérique, afin que la relation 1.1 soit vérifiée, et de faible angle d'acceptance  $\alpha_{acc}$  afin que la relation 1.2 le soit elle aussi.

$$V = \frac{2\pi r O.N.}{\lambda} < 2,405 \quad (1.1)$$

$$\sin \alpha_{acc} < O.N. \quad (1.2)$$

Dans ces équations,  $V$  est la fréquence normalisée,  $r$  est le rayon du cœur,  $O.N. = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}$ , avec  $n_c$  l'indice du cœur et  $n_g$  l'indice de la gaine, est l'ouverture numérique. On atteint alors la quadrature du cercle car si l'angle d'acceptance est réduit par rapport à une fibre monomode, l'injection s'en trouve rendue plus difficile, et ce même si le cœur est élargi. Pour faire face à ce problème des fibres optiques double-gaine ont été mises au point et des techniques de pompage originales développées afin de permettre leur pompage par ces diodes de pompe ou barrettes de diodes de très forte puissance.

### 1.3.3 Les fibres optiques double-gaine

Toute fibre optique double-gaine est, en fait, « un double guide de lumière ». Ainsi, possèdent-elles un cœur en silice d'indice de réfraction  $n_c$  entouré d'une première gaine silice de plus bas indice  $n_{g1}$ . Celle-ci est elle-même entourée d'une seconde gaine, généralement une gaine polymère, d'indice  $n_{g2} < n_{g1}$ . Enfin, pour assurer protection et rigidité de l'ensemble, la seconde gaine est enveloppée d'un polymère ou revêtement d'indice de réfraction  $n_r > n_{g2}$  afin de faire potentiellement fuir la lumière résiduelle qui se serait échappée de la seconde gaine (cf. figure 1.8)<sup>2</sup>. Le cœur, qu'il soit dopé ou non, assure la propagation du signal utile tandis que la première gaine est un guide multimode du signal de pompe [Snitzer 88]. Le cœur de ces fibres double-gaine possède une géométrie comparable à celle du cœur d'une fibre optique simple gaine. La plupart des applications requérant une bonne qualité spatiale de faisceau, les paramètres de diamètre de cœur et d'ouverture numérique de ces fibres seront, en général, choisis de telle façon à assurer une propagation monomode ou quasi-monomode du faisceau optique.

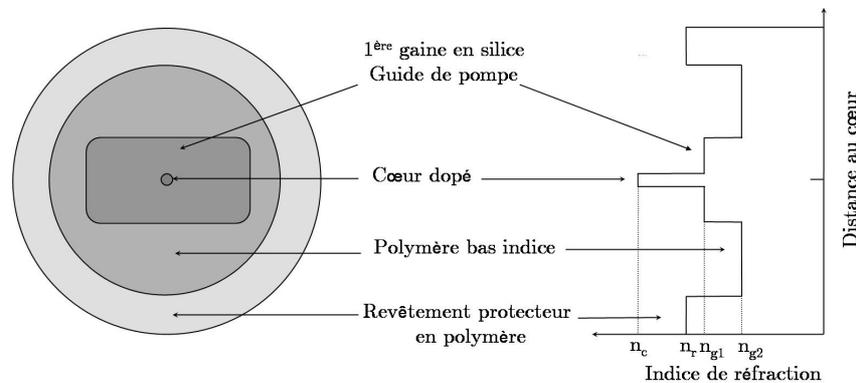


FIG. 1.8 – Schéma de principe d'une fibre optique double-gaine dopée

Les paramètres opto-géométriques de la gaine sont, par contre, tout autres et sont optimisés pour permettre l'injection et la propagation multimode de la lumière de pompe issue de diodes semiconductrices à large surface émettrice ou encore de barrettes de diodes [Snitzer 89]. Le diamètre de cette première gaine est, généralement, supérieur d'un ordre de grandeur à celui du cœur. Son ouverture numérique, dans le cas où la seconde gaine est un revêtement polymère de bas indice, est de l'ordre de 0,3 à 0,45. Il existe, en effet, comme nous le verrons un peu plus tard dans ce chapitre, multitude de types de fibres double-gaines et notamment des fibres tout en verre de première gaine d'ouverture numérique de l'ordre de 0,2 [Croteau 02, Wang 04a]. La lumière de pompe se propage de manière multimode dans la première gaine par réflexions totales sur les parois de la seconde gaine de plus bas indice. Après chaque réflexion, le faisceau pompe traverse le cœur de la fibre double-gaine. Ce principe de propagation est représenté schématiquement sur la figure 1.9.

Dans le cas d'une première gaine à structure circulaire, une analyse de la propagation du faisceau de pompe à l'aide de l'optique géométrique [Liu 96b] suffit à montrer que seuls les modes  $HE_{1m}$  sont susceptibles de croiser le cœur, les rayons obliques ressortant de la

<sup>2</sup>La gaine est ici choisie comme ayant une forme rectangulaire pour l'exemple mais de manière tout à fait arbitraire.

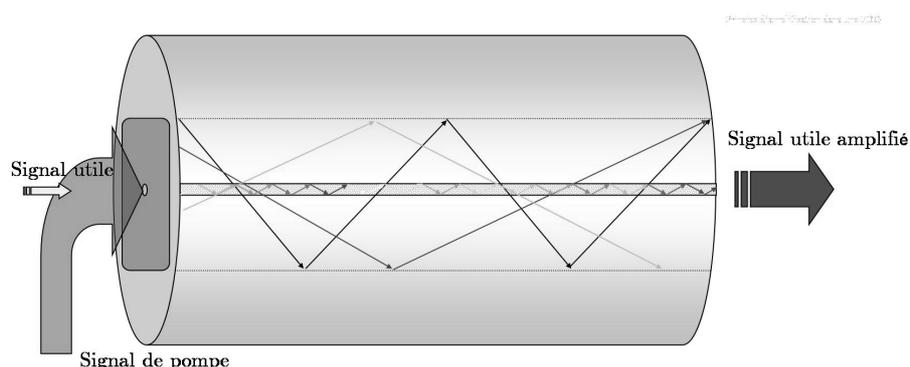


FIG. 1.9 – Principe de propagation des faisceaux de signal et de pompe dans une fibre optique double-gaine

fibre sans l'avoir rencontrée. C'est ainsi que si cette fibre est à cœur dopé, seuls 5% de la puissance de pompe injectée sera absorbée [Snitzer 88]. Toutefois, toute perturbation locale du type variation de l'indice effectif à l'interface cœur gaine, stress induit par les contraintes extérieures exercées sur la fibre, défauts, etc... est susceptible de rompre la symétrie de révolution de la gaine circulaire. Toutes ces non-homogénéités accroissent alors l'absorption de la pompe dans le cœur. Ainsi, une variation de l'indice de  $\delta n/n = 10^{-4}$  suffit à assurer un mélange de modes efficace [Kouznetsov 01]. Mais ces défauts sont de plus en plus rares avec les techniques actuelles de fabrication des fibres double-gaine. Ceci implique de provoquer la rupture de symétrie de la gaine afin d'assurer un bon mélange de modes. Dans ce cas, les outils de l'optique géométrique ne suffisent plus et plusieurs méthodes d'analyse ou modèles numériques de simulation ont, de ce fait, été développés :

- **Méthode de l'approximation des images** (AI ou Approximate Images) : l'hypothèse prise en compte pour construire le modèle est que les perturbations assurant un bon mélange de modes dans une fibre circulaire sont induites par non linéarité de type Kerr [Kouznetsov 01],
- **Méthode des échelles** : afin de réduire considérablement les temps de calcul, une diminution des diamètres de cœur et de gaine, associée à une diminution des longueurs d'onde signal et pompe pour préserver le comportement modal du guide permet, par SSFT ou Split-Step Fourier Transform, de modéliser la propagation des faisceaux de pompe dans une structure non circulaire [Young 03],
- **Méthode des images généralisées** (GI ou Generalized Images) par similitude avec des méthodes employées en électrostatique [Kouznetsov 02],
- **Analyse de Rigrod** associée au modèle développé par Digonnet [Kim 00]

De tous ces modèles, le plus utilisé, s'agissant de la modélisation de la propagation du signal dans un guide optique, reste, toutefois, **la technique des éléments finis ou Beam Propagation Method (BPM)**. Tous concluent qu'il est nécessaire de parvenir à une propagation chaotique des modes de pompe au travers de la première gaine d'une fibre double-gaine afin de maximiser l'absorption de la pompe dans le cœur [Doya 01].

A cet effet, plusieurs groupes de recherche ont travaillé à développer et étudier divers profils géométriques de gaine dont certains sont représentés sur la figure 1.10. On citera notamment :

- une fibre double-gaine à gaine circulaire mais à cœur décentré. Première géométrie

proposée historiquement dans le but de rompre la symétrie circulaire de révolution de la gaine et maximiser l'absorption de la pompe. Dans une fibre dopée  $Nd^{3+}$ , l'accroissement de l'absorption de la pompe par rapport à une fibre à gaine circulaire et à cœur centré s'établit à 23% [Snitzer 88]. Ce profil est représenté en figure 1.10 a.

- une fibre double-gaine à gaine hexagonale [Li 04]. Ce profil est représenté en figure 1.10 b.
- une fibre double-gaine à gaine rectangulaire [Liu 96a]. Ce profil est représenté en figure 1.10 c.
- une fibre double-gaine à gaine décagonale [Young 03]
- une fibre double-gaine à profil en D [Martinezrios 03]
- une fibre double-gaine à profil à double méplats [Doya 01]. Ce profil est représenté en figure 1.10 d.

Toutes choses étant égales par ailleurs, la maximisation de l'absorption est obtenue pour ce dernier profil. Dans ce cas, l'absorption de la pompe dans la gaine  $\alpha_{gaine}$  est égale à [Muendel 96] :

$$\alpha_{gaine} = \alpha_{coeur} \times A_{coeur}/A_{gaine} \quad (1.3)$$

Dans cette équation,  $\alpha_{coeur}$  est le coefficient d'absorption de la pompe dans le cœur,  $A_{coeur}$  et  $A_{gaine}$  sont les surfaces respectives du cœur et de la gaine. Par ailleurs, le rapport entre la section du cœur et de la première gaine doit être maintenu assez élevé pour assurer un meilleur recouvrement entre leurs modes de propagation et donc une plus grande absorption de la pompe. On comprend très bien que l'inconvénient majeur des fibres double-gaine dopées par comparaison avec les fibres simple gaine au regard de l'absorption de la pompe est que celle-ci est bien moins importante. Quel que soit la forme de la première gaine, plusieurs mètres de fibre double-gaine sont indispensables pour absorber suffisamment de puissance de pompe et aboutir à une grande efficacité. Ceci peut être très pénalisant et induit une diminution du seuil d'apparition d'effets non linéaires par rapport à une fibre simple gaine, à paramètres de cœur équivalents. La solution consiste alors à doper fortement le cœur pour augmenter son coefficient d'absorption.

Suite à l'apparition des fibres optiques double-gaine, et outre les recherches spécifiques sur l'optimisation de la géométrie de la gaine afin de maximiser l'absorption de la puissance de pompe, des techniques originales d'injection de la pompe ont été développées afin d'optimiser le couplage entre le faisceau multimode de pompe et la gaine de la fibre double-gaine. Diverses techniques ont été mises au point. Certaines, même si très élégantes techniquement [Weber 96] ne sortent jamais des laboratoires car elles sont, dans la pratique, bien trop compliquées à mettre en œuvre pour aboutir à des applications industrielles. C'est pourquoi dans ce qui suit, nous ne décrivons que 3 techniques de pompage des fibres double-gaine par injection d'un faisceau multimode. Parmi ces 3 techniques, 2 ont été utilisées durant notre étude.

### 1.3.4 Techniques de pompage

#### Problématique

Les fibres optiques double-gaine ont été imaginées afin de combiner en un seul système les avantages de la puissance disponible à la sortie de diodes lasers semiconductrices à large

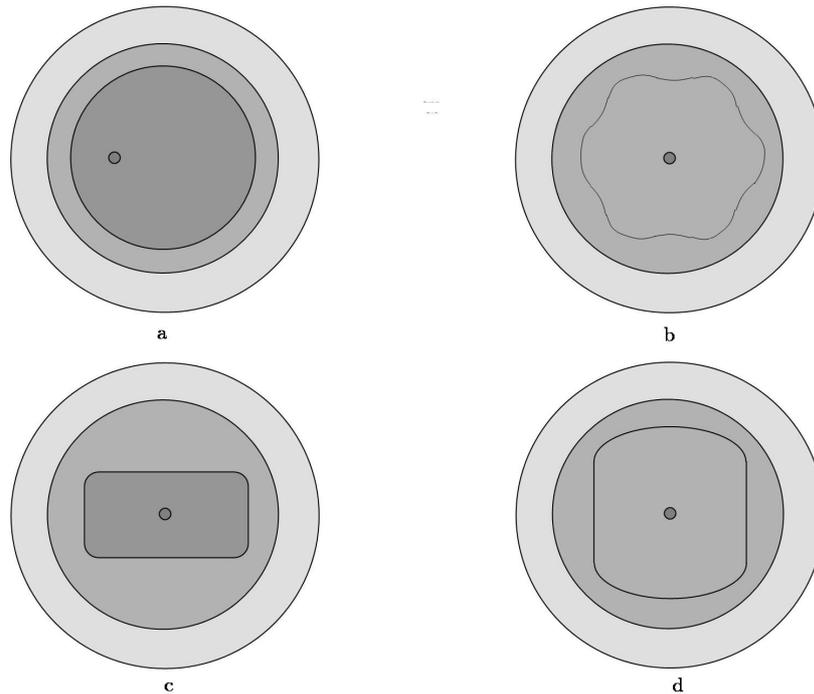


FIG. 1.10 – Exemples de profils de fibres double-gaine

surface émettrice mais dont le faisceau est largement multimode et le fait de disposer d'un faisceau gaussien monomode longitudinal pour de nombreuses applications [Hakimi 01]. L'inconvénient d'avoir recours à de telles diodes provient de leur piètre qualité de faisceau définie par le paramètre  $M^2$  (cf. paragraphe 2.6.1 page 54 traitant de ce point). Il est commun, en effet, que la valeur de  $M^2$  le long de la jonction atteigne, au dessus du seuil, 10 pour une jonction de  $60 \mu m$ . Le faisceau est alors spatialement cohérent mais de densité faible car s'étendant sur toute la largeur de la jonction [Siegman 93].

Les fibres optiques double-gaine et les diodes lasers semiconductrices à large surface émettrice sont donc appariées. Ou du moins, la géométrie de la gaine des fibres double-gaine est-elle adaptée à l'injection de la lumière émise par ces diodes lasers de puissance. En effet, elles présentent une grande ouverture numérique et une large surface de gaine. Il fallait donc imaginer des techniques de couplage permettant de conserver ces qualités (puissance, qualité de faisceau). Lors du couplage d'un rayon issu d'une source lumineuse vers une pupille, autre nom donnée à l'optique de capture de cette lumière (et qui peut être une lentille, un diaphragme, une fibre optique, etc...), il est indispensable d'assurer la conservation de l'étendue géométrique du faisceau incident. Considérons un faisceau lumineux de surface  $S$ . Soit ensuite  $\theta$  l'angle maximal d'inclinaison des rayons incidents. Par définition, l'étendue géométrique du faisceau est  $U = \pi \times \sin^2 \theta \times S$ . Nous rappelons, par ailleurs, que l'ouverture numérique, dans le cas d'une fibre par exemple, est donnée par  $O.N. = n \sin \theta$  et qu'elle est égale à  $O.N. = f/D$  dans le cas d'une lentille. Dans cette dernière équation  $f$  définit la focale de la lentille et  $D$  son diamètre et ce nombre est parfois aussi appelé « Nombre d'Onde ». Dans un système de couplage, il est donc crucial, prenant  $U_S$  l'étendue géométrique de la source et  $U_P$  celle de la pupille, que soit vérifiée la relation :

$$U_S \leq U_P \quad (1.4)$$

Si tel n'est pas le cas, le rendement de couplage en sera affecté et l'intensité lumineuse collectée au cours de l'injection sera très inférieure à celle émise par la source. Au cours des 3 dernières décennies de nombreuses méthodes d'injection ont été proposées parmi lesquelles nous pouvons citer :

- une technique de pompage par le côté utilisant un prisme précisément positionné contre la fibre double-gaine [Weber 96].
- une technique de couplage par encoche en V réalisée mécaniquement dans la première gaine de la fibre. Cette méthode, qui est une de celles que nous avons majoritairement retenue durant notre étude, est décrite peu après dans ce mémoire (cf. page 21) [Ripin 95].
- une technique de pompage par le côté dans laquelle la fibre de pompe est polie à un angle de  $82^\circ$  et portée au contact de la fibre double-gaine dont le revêtement protecteur a préalablement été ôté. Un gel adaptateur d'indice est utilisé afin de minimiser les réflexions de Fresnel à l'interface entre la fibre de pompe multimode et la fibre double-gaine à pomper. La tenue mécanique de l'ensemble est assurée par une colle bas indice polymérisable par lumière ultra-violette [Hakimi 01, Ou 04].
- une technique de pompage par une extrémité de la fibre double-gaine basée sur le principe de l'injection de la lumière de plusieurs diodes de pompe dans autant de fibres multimodes. Ces fibres sont rassemblées pour former un coupleur multimode dont la lumière est ensuite injectée, au moyen d'une solution en espace libre (lentille) dans la fibre double-gaine. Cette technique est proche, dans le concept, de la technique du coupleur multimode décrite ci-après (cf. page 19) à la différence près que cette dernière est une solution entièrement fibrée retenant la technique de fusion étirage de l'ensemble des fibres multimodes de pompe [Berger 88].
- une autre technique de couplage par le côté retient cette fois le recours à un miroir déposé dans la première gaine de la fibre grâce à une encoche en U réalisée au moyen de méthodes mécaniques d'usinage de la gaine. La lumière de pompe est émise perpendiculairement à l'axe de la fibre et réfléchi sur le miroir déposé dans l'encoche. Le miroir assure alors la déviation du faisceau pompe pour une propagation optimale [Koplow 03].
- une technique d'injection par le côté utilisant un appareillage constitué d'un réseau de Bragg pour réfléchir la lumière de pompe et l'injecter convenablement dans une fibre multimode. Cette fibre multimode est ensuite portée au contact de la fibre double-gaine, dont le revêtement protecteur a été retiré. Par réflexion totale interne, la lumière quitte alors la fibre multimode pour être injectée dans la fibre double-gaine se propageant ainsi [Heflinger 99].
- une technique d'injection par une extrémité utilisant une fibre lentillée [Chen 99, Chen 00].

Optiquement, la difficulté de la plupart des techniques d'injection dans une fibre double-gaine réside dans l'adaptation du faisceau issu d'une diode semiconductrice à large surface émettrice à l'ouverture numérique des fibres double-gaine. Pour un usage industriel, la seconde difficulté de ces techniques se situe au niveau de l'intégration et de la miniaturisation de l'ensemble de l'optique d'adaptation et d'injection. Ceci détermine directement l'attrait de la méthode, notamment s'agissant d'une montée en puissance où l'utilisation de

plusieurs diodes de pompe est souvent requise, multipliant d'autant le nombre de modules d'injection de la pompe dans la fibre double-gaine.

Au cours de nos travaux, nous avons exclusivement été amenés à utiliser 2 méthodes de pompage. Ces méthodes sont celles du couplage par « combineur de pompe » et du « couplage transverse par encoche en V ». Il s'agit de 2 méthodes très différentes l'une de l'autre mais qui sont toutes les 2 très utilisées commercialement car elles présentent de nombreux avantages, notamment si l'on considère la montée en puissance des systèmes de lasers et d'amplificateurs à fibre. En effet, une des grandes difficultés de l'injection de la pompe dans une fibre double-gaine est de laisser libres les 2 extrémités de la fibre afin d'avoir accès, dans le cas d'un amplificateur, à l'entrée et à la sortie, et dans le cas d'un laser, de ne pas être amené à rajouter d'élément dichroïque intra-cavité et d'en augmenter ainsi les pertes [Hakimi 01, Goldberg 96a]. Ces 2 techniques de couplage permettent d'apporter une réponse pertinente à ces problèmes, sans limitation a priori de la puissance de pompe utilisable. Elles sont décrites dans ce qui suit.

### La technique de pompage par combineur multimode

La technique d'injection par combineur de pompe multimode (ou encore technique du « Bundle ») est représentée schématiquement sur la figure 1.11. Elle résulte de la fusion-étirage de plusieurs fibres de pompe simple gaine à cœur multimode et d'une fibre simple gaine à cœur monomode en une seule fibre double-gaine et aboutit à la réalisation d'un coupleur multimode permettant de laisser libres les 2 extrémités fibrées d'une structure de gain à fibre dopée. Chaque fibre de pompe collecte la lumière émise par une diode laser à fibre de puissance, tandis que la fibre monomode transporte le signal utile.

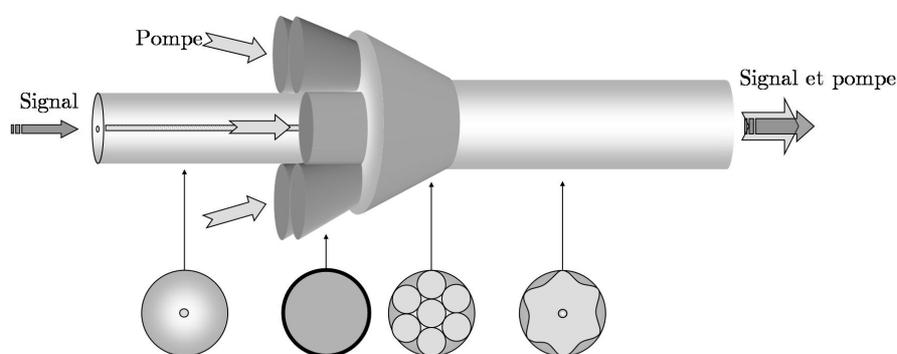


FIG. 1.11 – Principe de pompage d'une fibre double-gaine par combineur multimode

Parfois, cependant, la fibre signal à cœur monomode peut-être remplacée par une fibre signal à cœur multimode ou bien encore par une fibre de pompe supplémentaire. Ceci ajoute à la flexibilité de la méthode et en fait une des plus attractives pour de nombreuses applications industrielles. Le coupleur ainsi obtenu peut recevoir autant de brins de pompe que sa géométrie le lui permet sans compromettre sa transmission. On parle alors de bundle  $(N + 1) \times 1$ ,  $N$  représentant le nombre de fibres de pompe. La puissance de pompe théorique disponible à l'entrée d'une fibre double-gaine pompée par une telle méthode est donc  $N$  fois la puissance de pompe d'une diode de pompe. Toutefois, si l'on souhaite assurer une bonne transmission du combineur ainsi formé et donc aboutir à de bons rendements de couplage, est-il nécessaire de préserver l'étendue géométrique du faisceau

pompe. Le nombre de brins qu'il est possible de fusionner avant que ne surviennent des pertes est obtenu, après quelques manipulations algébriques, à partir de la formule 1.4. On aboutit alors à la nouvelle relation :

$$N \times (ON_S \phi_{gaine}^S)^2 \leq (ON_P \phi_{gaine}^P)^2 \quad (1.5)$$

Dans cette équation,  $\phi_{gaine}^i$  avec  $i = S$  ou  $P$  sont les diamètres des fibres des brins de source et de la fibre double-gaine respectivement et  $N$  le nombre de brins du coupleur multimode. Cette notion de « diamètre des fibres des brins de source » est importante car dans le processus de réalisation de ce type de combineurs de pompe, il s'agit bien d'un ensemble de fibres, chacune constituée de son cœur et de sa gaine, qui sont fusionnées et non pas seulement les cœurs. Il faut donc bien prendre en compte le diamètre  $\phi_{gaine}^S$  de la gaine dans le calcul du nombre maximum de brins qu'il est possible de fusionner plutôt que le diamètre  $\phi_{cœur}$  du cœur uniquement.

Nous donnons dans le tableau 1.2 quelques résultats de calcul et les valeurs des nombres de brins de pompe réellement disponibles sur des systèmes du commerce. Ces valeurs sont issues de nos calculs et sont tout à fait conformes à celles reportées par ailleurs [Gonthier 05].

	Fibre MM d'entrée			Fibre SM d'entrée		Fibre de sortie		Nombre de brins N	
	ON	$\phi_{cœur}$ ( $\mu m$ )	$\phi_{gaine}^S$ ( $\mu m$ )	ON	$\phi_{mode}$ ( $\mu m$ )	ON	$\phi_{gaine}^P$ ( $\mu m$ )	Théorique	Produit
$(6 + 1) \times 1$	0,165	105	125	0,15	8	0,45	125	7,4	6+1
$(6 + 1) \times 1$	0,22	105	125	0,15	8	0,45	125	4,2	6+1
$(18 + 1) \times 1$	0,165	105	125	0,15	8	0,45	200	19	18+1
$(18 + 1) \times 1$	0,22	105	125	0,15	8	0,45	200	10,7	18+1

TAB. 1.2 – Calcul théorique du nombre de brins d'un combineur multimode et exemples de coupleurs commerciaux

### Pompage par fibre effilée et fusionnée

Il existe, par ailleurs, une technique associant la fusion étirage d'une fibre multimode guide de pompe à une fibre double-gaine [Gapontsev 90]. Cette technique est représentée schématiquement sur la figure 1.12 et est disponible dans des produits commerciaux. Elle présente une grande efficacité de couplage, comparable à celle du combineur de pompe. Comme cette dernière, elle impose, en outre, une concentration de la lumière de pompe en un point ce qui peut conduire à un échauffement local lorsque la puissance de pompe devient conséquente. L'aspect critique de la méthode est dû à la nécessité de bien maîtriser l'angle que fait la fibre de pompe avec la fibre double-gaine au moment de la fusion.

### La technique de pompage par encoche en V

La technologie du couplage transverse par encoche en V (ou « V-groove Side Pumping » ou «  $VSP^{\text{®}}$  ») a initialement été proposée et développée par D.J. Ripin et L. Goldberg dans les années 1990 [Ripin 95, Goldberg 96a, Goldberg 96b, Koplow 98]. Cette méthode autorise la capture et la propagation de la lumière émise par une diode semiconductrice à large surface émettrice dans un guide diélectrique par réflexion sur une face d'une encoche

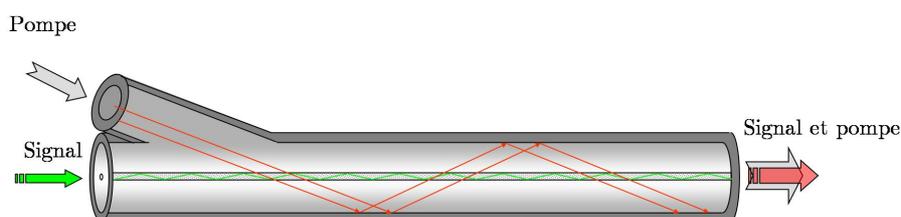


FIG. 1.12 – Principe de pompage d'une fibre double-gaine par une fibre effilée et fusionnée

en V à  $90^\circ$  réalisée mécaniquement dans la première gaine d'une fibre double-gaine. La lumière réfléchi par l'encoche en V est guidée si le cône de lumière incident est contenu dans l'ouverture numérique de la première gaine. Une représentation schématique de cette technique de pompage est représentée sur la figure 1.13.

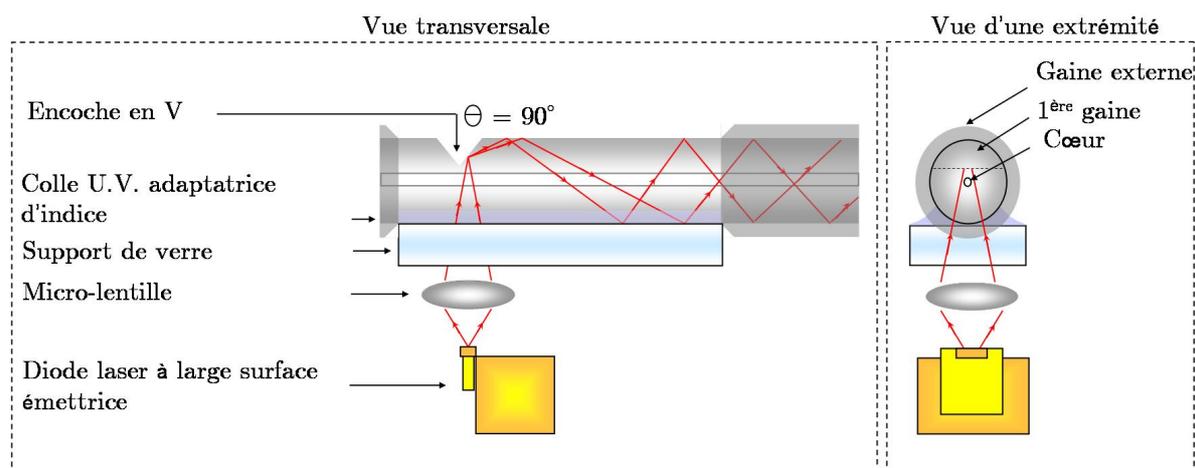


FIG. 1.13 – Principe de pompage d'une fibre double-gaine par encoche en V

Le couplage entre la lumière de pompe émise par la diode et la fibre est réalisé au moyen d'un jeu de lentilles assurant la conservation de l'étendue géométrique de cette diode. La profondeur du V ne dépasse pas le demi-diamètre de la gaine et permet au signal de se propager librement dans le cœur. Afin de minimiser l'absorption du signal dans la partie non pompée de la fibre double-gaine, l'encoche est réalisée le plus près que la technique le permette d'une extrémité de cette fibre. Pour assurer la continuité du chemin optique, la fibre double-gaine est fusionnée à une fibre simple gaine de mêmes paramètres opto-géométriques. Le rendement de couplage réalisé en laboratoire s'élève à 90 %. La précision d'alignement est de quelques microns. Son atout réside dans l'accès laissé libre au cœur de chaque côté de la fibre, ainsi que l'économie faite du multiplexeur. Enfin, il est possible de disposer un nombre illimité de diodes le long de la fibre tant que l'on respecte une certaine distance (permettant l'absorption de plus de 90 % de la pompe) entre elles.

Cette méthode de couplage permet donc, elle aussi, de gravir l'échelle des puissances en sortie d'un système de laser ou d'amplificateur à fibre dopée.

## 1.4 Application aux lasers et amplificateurs à fibre

### 1.4.1 Introduction

Nous venons de présenter séparément l'atome et l'ion d'Ytterbium, leurs structures en niveaux d'énergie, leurs principales propriétés spectroscopiques. Les caractéristiques intrinsèques de cette terre-rare la rendent très intéressante pour être incorporée dans le cœur d'une fibre optique. Nous avons ainsi, par la suite, présenté la structure du guide diélectrique qu'est la fibre optique dans sa plus simple expression, c'est-à-dire la fibre optique simple gaine non dopée, puis les propriétés des fibres optiques dopées avant de nous intéresser aux fibres optiques double-gaine dopées et aux techniques de pompage qui permettent de bénéficier à plein de leur structure originale.

C'est ainsi que la combinaison de cette terre-rare et de toutes ces technologies permet de bâtir variétés de lasers et d'amplificateurs à fibres pour les besoins d'applications toujours plus nombreuses. Afin d'optimiser ces systèmes, expérimentations et modèles numériques de simulation se complètent. Dans cette section, nous aborderons le comportement des amplificateurs à fibres double-gaine dopées Ytterbium. Nous présenterons, ainsi, un modèle valable en régime de fonctionnement continu ou en régime d'impulsions pour des taux de répétition supérieurs à  $10\text{ kHz}$  tiré du modèle numérique de Giles-Desurvire développé pour les amplificateurs à fibres simple gaine dopées  $Er^{3+}$  [Giles 91]. Ce modèle sera adapté aux particularités liées à la terre-rare Ytterbium ainsi qu'aux structures à fibres double-gaine.

### 1.4.2 L'amplificateur à fibre dopée $Yb^{3+}$

#### Modélisation

De nombreux ouvrages ou références traitent de l'amplificateur à fibre dopée Erbium [Pedersen 91, Becker 97]. Celui-ci a, en effet, été très intensivement étudié car il présentait un intérêt majeur pour le développement et le déploiement des réseaux de communications à fibres optiques utilisant ce type d'amplificateurs pour l'amplification de signaux optiques à  $1550\text{ nm}$ . Beaucoup moins nombreux sont les ouvrages ou articles de référence traitant des amplificateurs à fibres dopées  $Yb^{3+}$  car l'intérêt de ces derniers est apparu plus tard et que de nombreuses similitudes existent entre le fonctionnement de ces 2 types de systèmes.

Ces 2 terres-rares possèdent, par contre, des structures de niveaux d'énergie très différentes. L'accent sera donc mis sur ce point. Nous donnerons aussi les valeurs typiques des grandeurs caractéristiques intervenant dans ce modèle.

Pour parvenir à un modèle simple, nous nous restreignons à un système à 2 niveaux d'énergie. Pour ce faire les hypothèses suivantes sont nécessaires :

- on néglige les effets d'absorption par états excités de la pompe et du signal. Ceci est permis car contrairement aux autres terres-rares utilisées dans les amplificateurs à fibres, l'Ytterbium ne possède que 2 niveaux d'énergie [Paschotta 97c],
- on néglige les effets de transfert d'énergie entre ions,

- une dépendance du spectre d'émission à la longueur d'onde de pompe traduit un élargissement inhomogène [Paschotta 97c]. Nous négligerons cet effet.

Il est alors plus aisé de valider les approximations faites sur l'intégrale de recouvrement et la largeur effective de l'émission spontanée amplifiée. Pour décrire finement le comportement d'un amplificateur à fibre dopée il est indispensable de connaître, calculer ou déterminer expérimentalement un certain nombre de paramètres. Un amplificateur à fibre est ainsi caractérisé si, à chaque instant et en chaque point de la fibre, sont connus :

- les sections efficaces d'émission et d'absorption aux longueurs d'onde d'intérêt,
- les densités d'états de population des niveaux excité et fondamental,
- les puissances pompe, signal et les puissances d'émission spontanées amplifiées co et contra-propagative,
- le terme de gain.

Nous décrivons alors les équations d'évolution des densités de populations des niveaux d'énergie excité et fondamental en tenant compte des effets d'absorption, d'émission stimulée et de l'émission spontanée amplifiée. Les termes d'émission spontanée amplifiée (ou ESA) sont ainsi nécessaires si l'on souhaite déterminer le bruit de l'amplificateur et la saturation du gain par celle-ci [Giles 91].

**Détermination des densités de population et de la puissance :** Pour la détermination des équations d'évolution des densités de population (locales ou moyennes), nous devons tenir compte de trois termes :

- un terme tenant compte de l'absorption de la pompe,
- un terme tenant compte de l'émission à partir du niveau excité,
- un terme tenant compte de la durée de vie  $\tau$ , exprimée en [s], des états excités. Le temps de vie de fluorescence est typiquement de 0,8 ms pour des fibres germano silicate. Il sera, cependant, plus court pour des fibres fortement dopées en germanium alors qu'au contraire, il atteint 1,5 ms pour des fibres en silice pure [Paschotta 97c]. Au laboratoire nous avons pu mesurer une durée de vie des états excités de 0,85 ms sur une fibre double-gaine dopée, utilisée pour des applications de faibles à moyennes puissances. Les effets d'agglomérats d'ions dopants peuvent, par ailleurs, réduire très fortement la valeur de  $\tau$ . Les amplificateurs à fibre dopée Ytterbium peuvent être affectés par cette perte non saturable, spécialement lorsqu'ils sont pompés à 977 nm. Ainsi, une part non négligeable de la puissance de pompe peut être perdue sans qu'il n'y ait production de gain. Des fibres dopées présentant un très faible taux d'agglomérats peuvent être produites sans que le mécanisme n'ait été très bien élucidé [Paschotta 97c].

La propagation le long de la fibre (dimension  $z$ ) est décrite par l'équation d'évolution de la puissance. Selon que l'on tienne compte ou non de l'influence de l'ESA, des pertes passives, etc . . . , cette équation contient au minimum 2 termes. Les équations ci-dessous sont valables en régime continu ou pour des impulsions lumineuses émises à des taux de répétition supérieurs à 10 kHz [Giles 91].

Avant d'aboutir à la formulation de ces équations, la définition d'un certain nombre de paramètres est nécessaire. Soit  $\alpha_k$  et  $g_k^*$  les spectres d'absorption et d'émission exprimés en [ $m^{-1}$ ], alors :

$$\alpha_k(\lambda) = \sigma_{ak}(\lambda)\Gamma_k(\lambda, z)n_t \quad (1.6)$$

$$g_k^*(\lambda) = \sigma_{ek}(\lambda)\Gamma_k(\lambda, z)n_t \quad (1.7)$$

Dans ces équations,  $k$  peut valoir  $p$ ,  $s$  ou  $ESA$  selon que l'on souhaite connaître les spectres d'absorption ou d'émission aux longueurs d'onde de pompe, signal ou d'émission spontanée amplifiée.  $\sigma_{ak}$  et  $\sigma_{ek}$  sont, respectivement, les sections efficaces d'absorption et d'émission, exprimées en  $[m^2]$ , aux longueurs d'onde signal, pompe ou de l'ESA selon le signal considéré.  $\Gamma_k$  est l'intégrale de recouvrement, grandeur sans unité, du signal avec la région dopée et  $n_t$  la densité totale d'ions dopants exprimée en  $[m^{-3}]$ .  $\sigma_{ak}$ , et donc  $\alpha_k$ , peut se déterminer par la méthode de Fuchtbauer-Ladenburg [Desurvire 94], ainsi que  $\sigma_{ek}$ , et donc  $g_k$ , mais celle-ci est imprécise. Pour une meilleure précision,  $\alpha_k$  ne peut être déterminé qu'expérimentalement, par mesure à l'aide d'une source blanche et  $g_k$  en parvenant à une inversion de population totale par pompage à  $977nm$  [Bordais 02]. La définition et l'expression de l'intégrale de recouvrement en devient donc nécessaire, celle-ci est donnée par l'équation 1.8.

$$\Gamma_k(\lambda, z) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty I_k(r, \theta, z)n_i(r, \theta, z)/P_k(z) r dr d\theta}{\bar{n}_i(z)} \quad (1.8)$$

Dans l'équation 1.8,  $I_k$  est l'intensité lumineuse (exprimée en  $[W/m^2]$ ) et  $P_k$  la puissance (exprimée en  $[W]$ ) du signal se propageant le long de la fibre,  $\bar{n}_i$  est la densité moyenne d'état de population et est exprimée en  $[m^{-3}]$ . Enfin,  $n_i$  est la densité d'état de population du niveau fondamental (indice 1) ou excité (indice 2) selon les cas, sachant que  $n_1 + n_2 = n_t$ . La densité moyenne d'état de population est donnée par la relation 1.9.  $A_{eff}$  est la surface effective donnée par 1.10.

$$\bar{n}_i(z) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty n_i(r, \theta, z) r dr d\theta}{A_{eff}} \quad (1.9)$$

$$A_{eff} = \frac{\pi}{2} \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{n_t(r, \theta)}{n_t(0)} r dr d\theta \quad (1.10)$$

**Modèle numérique, approximation des états quasi-stationnaires :** Afin de connaître les effets de saturation ou le comportement de l'ESA dans un amplificateur à fibre dopée, il est nécessaire de modéliser la dépendance en longueur d'onde de ses paramètres critiques. Ce type de modèle permet de décrire les performances d'un amplificateur. Un modèle plus simple, ne tenant pas compte des effets de l'ESA est suffisant pour l'optimisation des concentrations et paramètres de guidage d'une fibre dopée [Giles 91]. Nous donnons, ainsi, les équations rentrant en jeu dans la description des performances d'un amplificateur. Toutes les définitions nécessaires étant données page 23, on aboutit aux équations d'évolution de la densité de population de l'état excité et de la puissance lumineuse (équations 1.11, 1.12 et 1.13).

$$\frac{dn_2}{dt} = \sum_k \frac{P_k(z)\sigma_{ak}\Gamma_{k,1}\bar{n}_1}{h\nu_k A_{eff}} - \sum_k \frac{P_k(z)\sigma_{ek}\Gamma_{k,2}\bar{n}_2}{h\nu_k A_{eff}} - \frac{\bar{n}_2}{\tau} \quad (1.11)$$

$$\bar{n}_1 = \bar{n}_t - \bar{n}_2 \quad (1.12)$$

$$\frac{dP_k}{dz} = u_k(\alpha_k + g_k^*) \frac{\bar{n}_2}{n_t} P_k(z) + \underbrace{u_k g_k^* \frac{\bar{n}_2}{n_t} m h \nu_k \Delta \nu_k}_{\text{Terme d'ESA}} - u_k(\alpha_k + \underbrace{l_k}_{\text{Terme de pertes passives}}) P_k(z) \quad (1.13)$$

Dans l'équation 1.13,  $u_k$  vaut 1 pour les puissances co-propagatives et -1 pour les puissances contra-propagatives,  $m$  tient compte des 2 états de polarisation possibles de l'ESA,  $\Delta \nu_K$  est la largeur de la bande d'ESA.

En régime stationnaire,  $dn_2/dt = 0$ , on obtient, après quelques manipulations algébriques et la définition d'une puissance de saturation (équation 1.15), une expression de la densité de population de l'état excité telle que :

$$\bar{n}_2 = \bar{n}_t \frac{\frac{P_p}{P_p^{SAT,a}} + \frac{P_s}{P_s^{SAT,a}} + \frac{P_{ESA}}{P_{ESA}^{SAT,a}}}{1 + \frac{P_p}{P_p^{SAT,a}} + \frac{P_s}{P_s^{SAT,a}} + \frac{P_{ESA}}{P_{ESA}^{SAT,a}} + \frac{P_p}{P_p^{SAT,e}} + \frac{P_s}{P_s^{SAT,e}} + \frac{P_{ESA}}{P_{ESA}^{SAT,e}}} \quad (1.14)$$

Dans l'équation 1.14,  $P_k^{SAT,i}$  est donc la puissance de saturation de la puissance pompe, signal ou ESA selon que  $k$  ne vaille  $p$ ,  $s$  ou  $ESA$  en émission ou absorption selon que  $i$  ne vaille  $e$  ou  $a$  et est donnée par l'expression 1.15.

$$P_k^{SAT,i} = \frac{h \nu_k A_{eff}}{\tau \Gamma_k \sigma_{ik}} \quad (1.15)$$

L'homogénéité de la relation 1.14 est vérifiée. La détermination des valeurs des puissances rentrant en jeu requière, elle, la résolution numérique des équations 1.17, 1.19 et 1.20. L'homogénéité de chacune de ces équations est vérifiée.

$$\frac{dP_p}{dz} = u_p(\alpha_p + g_p^*) \frac{\bar{n}_2}{n_t} P_p - u_p(\alpha_p + l_p) P_p \quad (1.16)$$

$$= u_p(\sigma_{ep} \bar{n}_2 - \sigma_{ap} \bar{n}_1) \Gamma_p P_p - u_p l_p P_p \quad (1.17)$$

$$\frac{dP_s}{dz} = u_s(\alpha_s + g_s^*) \frac{\bar{n}_2}{n_t} P_s - u_s(\alpha_s + l_s) P_s \quad (1.18)$$

$$= u_s(\sigma_{es} \bar{n}_2 - \sigma_{as} \bar{n}_1) \Gamma_s P_s - u_s l_s P_s \quad (1.19)$$

$$\frac{dP_{ESA}^{+/-}}{dz} = (\sigma_{eESA} \bar{n}_2 - \sigma_{aESA} \bar{n}_1) \Gamma_{ESA} P_{ESA} + m h \nu_{ESA} \Delta \nu_{ESA} \sigma_{eESA} \Gamma_{ESA} \bar{n}_2 \quad (1.20)$$

On peut donc conclure qu'un signal se propageant le long d'une fibre voit sa puissance  $P_s(z)$  varier selon un terme de gain, fonction des sections efficaces d'absorption et d'émission du milieu à la longueur d'onde du signal (respectivement  $\sigma_{as}$  et  $\sigma_{es}$ ), des densités moyennes de populations des niveaux excité et fondamental (respectivement  $\bar{n}_2$  et  $\bar{n}_1$ ) ainsi que de l'intégrale de recouvrement du mode avec la surface dopée  $\Gamma_s$  et selon un terme de perte  $l_s$ . On définit alors le coefficient de gain de l'amplificateur ainsi constitué par l'équation 1.22. Cette grandeur est exprimée en  $[m^{-1}]$  et on parlera ainsi de **coefficient de gain linéique**<sup>3</sup>. Le gain net, en  $dB/m$ , est, quant à lui, donné par  $G = 10 \log_{10} g$ .

<sup>3</sup>Par la suite, on parlera plus facilement de *coefficient de gain* ou encore de *gain net* sans le ramener à l'unité de longueur.

$$g = [\sigma_{es}\bar{n}_2 - \sigma_{as}\bar{n}_1]\Gamma_s - l_s \quad (1.21)$$

$$= (\alpha_s + g_k^*)\frac{\bar{n}_2}{n_t} - (\alpha_s + l_s) \quad (1.22)$$

Dans le cas d'une fibre sans perte, on peut aboutir à une expression simplifiée de ce coefficient de gain linéique. Celle-ci permet d'aboutir à une représentation simple de l'évolution du gain en fonction de la longueur d'onde connaissant l'inversion de population (cf. Fig. 1.14). Ce paramètre est défini par  $D = (n_2 - n_1)/n_t$ , dans l'équation 1.23.

$$g_{sp} = [\sigma_{es}(1 + D) - \sigma_{as}(1 - D)]\frac{n_t}{2} \quad (1.23)$$

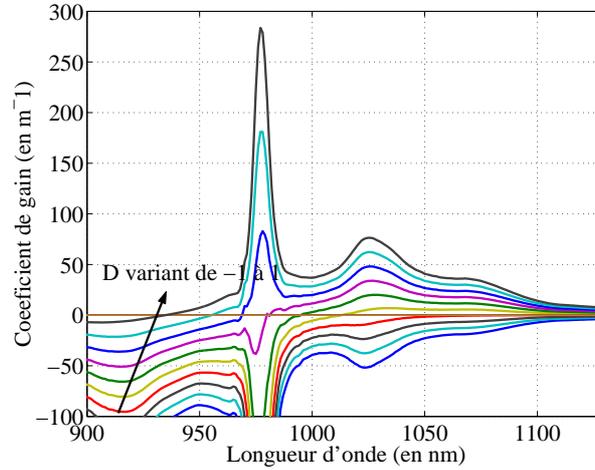


FIG. 1.14 – Évolution du coefficient de gain en fonction de l'inversion de population

Le modèle présenté a été développé afin de modéliser le comportement d'amplificateurs à fibre dopée simple gaine ainsi qu'afin d'aider à l'optimisation des paramètres de guidage et des concentrations. Nous travaillons, dans le cadre de cette étude, exclusivement avec des fibres double-gaine dopées. Il est alors indispensable d'adapter ce modèle à la spécificité de la géométrie du guide de pompe. Dans une fibre double-gaine, la propagation des rayons du signal de pompe se fait dans une gaine multimode de surface  $13$  à  $125 \times 10^3 \mu m^2$  dans le cas où la gaine a un diamètre de respectivement  $130$  à  $400 \mu m$ . Cette surface est à comparer aux  $28$  à  $700 \mu m^2$  de surface de cœur des fibres utilisées pour des applications de moyenne à très forte puissance. Une analyse théorique exacte de la propagation du faisceau pompe dans ce guide doit tenir compte de ces spécificités et remplir des conditions aux limites particulières. Il est aussi nécessaire de calculer l'intégrale de recouvrement des modes du faisceau de pompe avec le signal. Ceci peut devenir très complexe dans le cas d'une injection par une autre méthode qu'une injection par une extrémité de la fibre car le faisceau n'est alors plus gaussien. Pour parfaire le mélange de modes et optimiser l'absorption de la pompe et son recouvrement avec le signal se propageant dans le cœur, la plupart des outils de modélisation numériques utilisent les méthodes décrites page 15. Tout tend donc à nous ramener à une absorption de la pompe respectant l'équation 1.3.

C'est cette hypothèse qui est faite dans notre étude de l'analyse du comportement des amplificateurs à fibre dopée pour tenir compte de la spécificité liée à l'utilisation de fibres double-gaine plutôt que de fibres simple gaine.

### Comparaison modèle et expérience

Ce modèle permet d'étudier l'influence des différents paramètres rentrant en jeu dans un processus d'amplification :

- **Influence d'un pompage co-propagatif comparé à un pompage contra-propagatif** : Un pompage co-propagatif aura tendance à améliorer le rapport signal à bruit comparé au même système en conditions de pompage contra-propagatif. Ce d'autant plus que la puissance d'entrée sera faible. Le bruit est, en effet, d'autant plus réduit que l'inversion de population est importante. Il est minimum quand elle est complète [Desurvire 94]. Dans un amplificateur, en configuration de pompage co-propagatif, lorsque le signal d'entrée est relativement faible ( $10 \mu W$ ), le signal entre dans l'amplificateur là où l'inversion de population est la plus importante. Il bénéficie, ainsi, du maximum de gain par unité de longueur, ce qui minimise le bruit. Au contraire, en configuration de pompage contra-propagatif, le signal est faible là où l'inversion de population est faible. Il rentre donc dans l'amplificateur en subissant des pertes (faible gain par unité de longueur) ce qui augmente le bruit [Becker 97].

Un pompage contra-propagatif maximisera l'efficacité et le gain dans les plus courtes longueurs d'onde, au détriment des longueurs d'onde les plus grandes. Pour illustrer ce point, il faut se placer en condition de pompage faible. Dans ce cas, l'inversion de population est faible résultant en une forte occupation du niveau fondamental. Ce phénomène domine dans les courtes longueurs d'onde et est réduit en condition de pompage contra-propagatif. Ceci justifie qu'un amplificateur, pompé dans ces conditions, fournira un gain plus important dans les courtes longueurs d'onde comparé à un pompage co-propagatif [Desurvire 94].

Le sens de pompage est pris en compte dans le modèle au travers du paramètre  $u_k$  (cf. page 25 équation 1.13). Celui-ci prend pour valeur 1 dans le cas d'un pompage co-propagatif et -1 dans le second cas.

- **Influence de la longueur de la fibre dopée** : dans la définition et l'optimisation de tout amplificateur à fibre dopée apparaît une longueur de fibre optimale. Celle-ci varie selon que l'on veuille amplifier une plus ou moins grande longueur d'onde, que l'on retienne un pompage co ou contra-propagatif ou bien encore selon la longueur d'onde de pompe. Connaissant les coefficients d'absorption réels de la fibre (mesure) à la longueur d'onde de pompe choisie, la longueur de fibre dopée retenue est notamment prise en compte par le modèle dans le calcul de l'absorption de la puissance de pompe. Cette valeur permet de remonter à celle de la puissance de pompe résiduelle et donc à l'efficacité. L'efficacité s'entend ici comme le rendement de conversion, exprimé en % entre la puissance de pompe injectée et la puissance du signal optique obtenu. Avec les caractéristiques de fibre incluses dans le modèle, ce rendement ne dépasse pas 70 % dans le meilleur des cas. C'est une valeur typique comparée à celles obtenues avec des fibres réelles, les paramètres du modèle étant d'ailleurs ceux d'une fibre caractérisée au laboratoire. Il est alors plus facile d'ajuster la longueur de fibre pour les courtes longueurs d'onde. Dans l'analyse de l'influence

de la longueur de fibre dopée sur les performances de l'amplificateur, le modèle rend compte du comportement à 3 ou 4 niveaux de l' $Yb^{3+}$  selon la longueur d'onde du signal à amplifier. En effet, pour les longueurs d'onde inférieures à  $1075 \text{ nm}$ , on obtient une longueur de fibre optimale au-delà de laquelle l'efficacité décroît. Ceci est caractéristique du comportement d'un amplificateur à 3 niveaux d'énergie. Tandis que pour les longueurs d'onde supérieures à  $1075 \text{ nm}$ , la longueur de fibre dopée à retenir augmente de manière asymptotique sans, semble t'il, qu'il n'y ait de valeur finie à cette longueur. Ces résultats sont typiques du comportement d'un amplificateur à 4 niveaux d'énergie. Ils sont, toutefois, à pondérer dans le cas réel où la fibre présente des pertes passives à la longueur d'onde du signal. Nous donnons, en figure 1.15, les résultats de simulations, illustrant bien ce propos, menées pour la détermination de la longueur de fibre optimale à retenir avec un niveau d'entrée de  $1 \text{ mW}$  à diverses longueurs d'onde. La longueur d'onde de pompage est de  $977 \text{ nm}$ . La puissance de pompe est de  $2 \text{ W}$  dont  $1,8 \text{ W}$  servent efficacement le pompage.

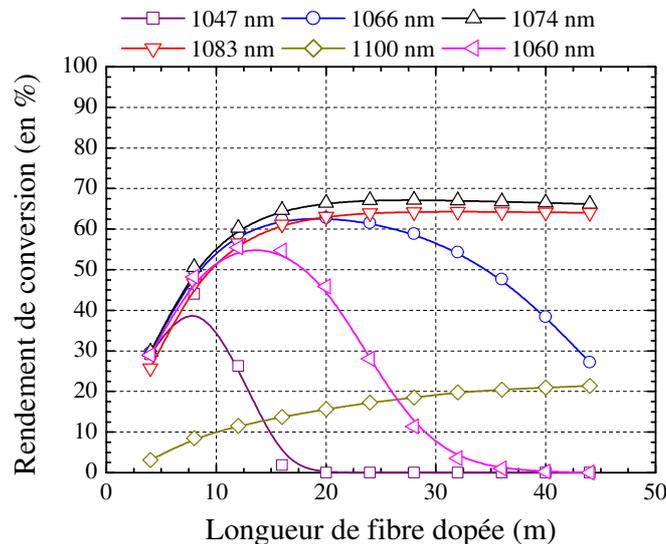


FIG. 1.15 – Résultats de simulations pour la détermination de la longueur de fibre optimale.  $P_s^{\text{entrée}} = 1 \text{ mW}$  et  $P_p = 1,8 \text{ W}$ .

- **Influence de la puissance d'entrée** : le modèle permet de rendre compte de l'influence du niveau d'entrée sur la puissance extraite en fonction de la longueur d'onde à amplifier. En résumé, la puissance extraite sera d'autant plus élevée que le niveau d'entrée sera grand. Par ailleurs, plus la longueur d'onde est grande au delà de  $1075 \text{ nm}$ , plus la section efficace d'absorption de l'ion  $Yb^{3+}$  est petite, plus la puissance de saturation s'élève. Dans ce cas, l'influence du niveau du signal d'entrée sur la puissance extraite sera exacerbée. Au modèle théorique est associé un modèle numérique de simulation. Dans celui-ci la fibre est découpée en un nombre fini de tronçons de longueur  $\Delta z$ . Le nombre de ces tronçons détermine, en partie, la précision des résultats obtenus et fixe, pour une grande part, le temps de calcul. L'influence du niveau d'entrée est donc prise en compte comme condition initiale

pour la résolution de l'équation 1.13.

- **Influence de la longueur d'onde de pompe :** la longueur d'onde du signal de pompage modifie complètement la réponse d'un amplificateur donné en amplification d'un signal donné. Aussi, un système pompé à  $920\text{ nm}$  va t'il différer par son efficacité, son rendement quantique, sa longueur de fibre optimale par rapport à un système pompé à  $977\text{ nm}$  si l'on souhaite aboutir aux mêmes performances. Ces différences sont d'autant plus importantes que la longueur d'onde du signal à amplifier est éloignée du maximum de la courbe de gain [Grot 03b]. La longueur d'onde de pompe est prise en compte dans le calcul des valeurs des paramètres  $\alpha_k$  et  $g_k^*$ . Ceux-ci rentrent directement en jeu dans l'obtention de la puissance signal dans l'équation 2.13.

L'outil de modélisation est donc complet puisqu'il permet la prise en compte des paramètres extrinsèques fondamentaux rentrant en jeu dans un processus d'amplification. Il permet aussi de prendre en charge l'influence des paramètres intrinsèques de la fibre dopée utilisée :

- **Influence des pertes passives :** Ces pertes sont prises en compte sous forme d'une absorption supplémentaire sur l'onde signal en attribuant une valeur non nulle au paramètre  $l_k$  de l'équation 1.13. L'amplitude de ces pertes passives supplémentaires dépend de la longueur d'onde. Dans les fibres à cœur monomode du commerce, cette perte est typiquement de  $20$  à  $120\text{ dB/km}$ .
- **Influence des sections efficaces d'absorption et d'émission :** les valeurs attribuées à celles-ci sont d'autant plus critiques que les sections efficaces d'absorption et d'émission sont des données obtenues expérimentalement. La précision de la mesure dépend de la longueur d'onde et son impact est direct sur les performances du modèle. Les sections efficaces d'absorption et d'émission n'apparaissent pas directement dans l'équation de propagation 2.13 mais sont prises en compte dans le calcul de  $\alpha_k$  et  $g_k^*$ .
- **Influence de la géométrie de la fibre double-gaine :** les diamètres de cœur et de gaine de la fibre dopée sont des données importantes rentrant en jeu dans le processus d'amplification. Le diamètre de la gaine influe directement sur le coefficient d'absorption, celui du cœur impacte lui notamment la puissance de saturation. La géométrie de la fibre rentre en jeu dans le calcul du facteur de recouvrement  $\Gamma_k$  et de la surface effective  $A_{eff}$ .

Nous donnons en figure 1.16 un exemple de comparaison entre le modèle et l'expérience dans le cas de l'amplification d'un signal laser à  $1029\text{ nm}$ . La puissance disponible à l'entrée est de  $11\text{ mW}$  et est ramenée à  $5,5\text{ mW}$  de puissance réellement vue par l'amplificateur pour tenir compte des pertes d'insertion de l'isolateur d'entrée qui sont importantes ( $3\text{ dB}$ ) à cette longueur d'onde. Nous avons retenu un pompage co-propagatif par un signal de pompe à  $977\text{ nm}$ . La puissance de pompe disponible est de  $600\text{ mW}$ . La fibre double-gaine dopée est une fibre de diamètre de cœur  $6\text{ }\mu\text{m}$  (fibre du type « Fibre [ $6\text{ }\mu\text{m}$ ,  $0,12$ ] »<sup>4</sup> (cf. page 49)) tandis que celui de la gaine est de  $130\text{ }\mu\text{m}$ . La longueur de fibre est de  $3,5\text{ m}$ . La puissance réelle en sortie est de  $203\text{ mW}$  dont  $25\%$  sont contenus dans l'émission spontanée amplifiée. Ces résultats font apparaître une différence dans la forme de la courbe d'ESA et dans la puissance obtenue. Ceci s'explique en partie par la difficulté

<sup>4</sup>Dans tout la suite de ce document, pour évoquer les diverses fibres dont nous avons fait usage, nous adopterons une désignation du type Fibre [ $\phi_{cœur}\text{ }\mu\text{m}$ , O.N.] classant les fibres par leur diamètre de cœur  $\phi_{cœur}$  (en  $\mu\text{m}$ ) et leur ouverture numérique O.N.

à mesurer précisément les sections efficaces d'émission à cette longueur d'onde.

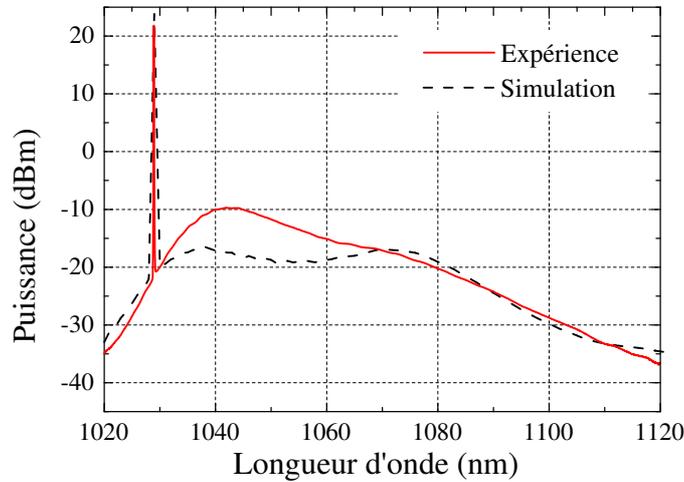


FIG. 1.16 – Comparaison entre résultats d'expérience et de simulation dans le cas d'une amplification à 1029 nm. La puissance d'entrée est de 5,5 mW.

Le modèle théorique développé et l'outil de simulation qui lui est associé se complètent ainsi pour former un outil d'analyse permettant la définition et l'optimisation de systèmes optiques réels. Il s'avère d'un soutien précieux lorsque la nature du signal à amplifier rend la définition de l'amplificateur délicate. Notamment, lorsque la longueur d'onde du signal est très éloignée du maximum de la courbe de gain de l'ion  $Yb^{3+}$  du côté des courtes ou des grandes longueurs d'onde. Dans ce cas, la précision des résultats dépend en grande partie des valeurs mesurées de sections efficaces d'absorption et d'émission. Mesures qui, nous l'avons vu, sont délicates aux extrêmes. C'est pourquoi, simulations et expériences demeurent, dans les faits, indissociables dans l'objectif de converger rapidement vers des architectures d'amplificateurs optimisées.

## 1.5 Conclusion à ce chapitre

Tout au long de ces pages, nous nous sommes attachés à présenter l'ensemble des briques de base constitutives de notre travail d'étude. L'analyse des propriétés spectroscopiques de l'Ytterbium est indispensable à la bonne maîtrise de l'utilisation de fibres optiques dopées par cette terre-rare. Elle permet ainsi de comprendre certains mécanismes de conversion et de déterminer rapidement le champ d'application qui peut être adressé par des systèmes de lasers ou d'amplificateurs faisant usage de ces fibres.

Nous avons présenté des éléments d'analyse technique et théorique du principe de propagation de la lumière le long d'un guide de type fibre optique. La variété des fibres optiques a été introduite avec, notamment, une présentation des fibres optiques dopées et des fibres à structure double-gaine. Cette dernière est particulièrement importante dans une utilisation pour des applications de forte ou très forte puissance. Bénéficier à plein des capacités de ces fibres nécessite la mise en œuvre d'une technique de pompage adaptée. Plusieurs techniques sont possibles. Certaines ont été démontrées en laboratoire mais ne

présentent pas un intérêt très important pour des applications à usage dans un contexte industriel fort. Nous les avons cités pour mémoire. D'autres techniques de pompage sont couramment utilisées dans des produits commerciaux. Nous les avons présentées plus en détails et en l'occurrence celles dont nous avons fait usage durant cette étude.

L'amplificateur à fibre dopée à l'Ytterbium a été présenté ainsi que le modèle numérique de simulations que nous avons utilisé durant notre travail. Celui-ci a été développé suivant un formalisme identique à celui de Giles-Desurvire pour les amplificateurs à fibre dopée à l'Erbium. Une structure classique d'amplificateur a été discutée, ce qui nous a permis de décrire l'ensemble des paramètres accessibles pour l'obtention d'une architecture optimisée.

Ce chapitre nous a permis de positionner le cadre du sujet de cette thèse.



# Chapitre 2

## Lasers à fibre de forte puissance

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Problématique . . . . .</b>	<b>33</b>
<b>2.2</b>	<b>Puissance moyenne et puissance crête . . . . .</b>	<b>36</b>
<b>2.3</b>	<b>La maîtrise des effets thermiques . . . . .</b>	<b>36</b>
2.3.1	Éléments d'analyse théorique . . . . .	38
2.3.2	Quelques valeurs de températures . . . . .	40
<b>2.4</b>	<b>Le photochromisme . . . . .</b>	<b>41</b>
<b>2.5</b>	<b>Les effets d'optique non linéaire . . . . .</b>	<b>43</b>
2.5.1	Les diffusions Brillouin et Raman stimulées . . . . .	45
2.5.2	Les effets induits par effet Kerr optique . . . . .	51
<b>2.6</b>	<b>Nouveaux types de fibres optiques . . . . .</b>	<b>54</b>
2.6.1	La qualité de faisceau . . . . .	54
2.6.2	Structure à large surface de mode . . . . .	56
2.6.3	Les fibres microstructurées . . . . .	58
2.6.4	Les fibres dopées en anneau . . . . .	62
2.6.5	Les fibres triple-gaine . . . . .	64
<b>2.7</b>	<b>L'énergie de saturation et l'énergie maximum extractible . .</b>	<b>65</b>
2.7.1	La fréquence réduite et le calcul du diamètre de mode . . . . .	66
2.7.2	La surface effective selon la nature de la fibre . . . . .	68
2.7.3	L'énergie de saturation . . . . .	69
2.7.4	L'énergie maximum extractible . . . . .	69
<b>2.8</b>	<b>Principales caractéristiques des fibres utilisées . . . . .</b>	<b>71</b>
<b>2.9</b>	<b>Conclusion au deuxième chapitre . . . . .</b>	<b>71</b>

---

### 2.1 Problématique

Nous venons de présenter les briques de base constitutives du cœur même de notre sujet d'étude. En effet, nous avons présenté la terre-rare utilisée au cours de notre travail et notamment ses exceptionnelles qualités de rendement de conversion et d'émission sur une bande étendue de longueurs d'ondes autour de  $1 \mu m$ . Nous avons aussi présenté les

avantages des technologies à fibre optique par rapport aux systèmes lasers à gaz ou solide, et comment le recours à des techniques de pompage de fibres double-gaine permet de les conserver tout en amorçant une montée en puissance en sortie de système.

Avec la perspective d'un usage industriel, cette montée en puissance est indispensable pour rendre les lasers à fibres crédibles sur ce marché et sortir la technologie des laboratoires. Tandis que seulement quelques watts sont nécessaires pour des applications de pompage optique, de détection cohérente ou de marquage, plusieurs centaines sont requis pour la découpe de quelques millimètres d'acier. Dans certains cas, pour des applications militaires par exemple, la demande porte même sur plusieurs dizaines de kilowatts [Peyghambarian 05]. De nos jours, les puissances disponibles en sortie des lasers solides sont de l'ordre de 10 kW en continu et jusqu'à un passé encore très récent, seuls les lasers à gaz, type lasers  $CO_2$ , ou les lasers solides, type lasers Nd-YAG, pouvaient proposer des puissances utiles suffisantes pour des applications aussi diverses que la micro-ablation, le perçage, le glaçage, le marquage, la soudure ou la découpe de matériaux. C'est à une extraordinaire croissance de la puissance de sortie des lasers à fibre à laquelle nous avons assisté depuis quelques années, comme en témoigne la figure 2.1. Sur cette courbe, nous avons représenté la croissance de la puissance disponible en sortie des systèmes à fibre, en régime continu et d'impulsions, au cours des dernières années. Nous avons distingué les exemples de puissance reportés en sortie de lasers ou amplificateurs à fibre délivrant un faisceau monomode ou quasi-monomode ( $M^2 < 1,4$ ) de ceux des systèmes délivrant un faisceau multimode ( $M^2 > 1,4$ ).

De fait, de nos jours des systèmes commerciaux existent qui fournissent 10 kW d'un faisceau, toutefois largement multimode, en sortie d'un laser à fibre. Tout le travail consiste aujourd'hui, pour les industriels fabricants de ces systèmes lasers à fibre, à imposer la solution « fibre » à des acteurs habitués aux technologies à solide ou à gaz, à faire la preuve de sa fiabilité dans un environnement industriel stressant pour les optiques et de sa flexibilité. Les lasers  $CO_2$  dominant, en effet, encore le marché même si, outre les systèmes à fibre, les lasers Nd-YAG et les lasers à disque commencent à imposer une compétition. Le tableau 2.1 dresse un comparatif des performances atteintes, au jour où nous écrivons ces lignes, par les différentes technologies de lasers de puissance.

Type	Unité	Disque	Fibre	$CO_2$	Nd-YAG
Dopant		Nd	Nd, Yb, Er, Tm	-	Nd-YAG
Longueur d'onde	$\mu m$	1,06	1-2	10,6	1,06
Puissance continue	kW	2	10	60	600
Régime		Continu / Impulsionnel			
Densité de puissance	$W/mm^2$	70	$10^5$	$10^{10}$	$10^{11}$
Puissance/unité de volume	$W/mm^3$	59	4	0,001	0,05
Type de sortie			Fibre	Miroirs	Fibres/lentilles
Refroidissement		Eau	Air/eau	Eau	Eau

TAB. 2.1 – Comparatif des différentes technologies de lasers de puissance [Vandijk 05]

Pour supplanter les lasers existants, il est nécessaire que les solutions développées,

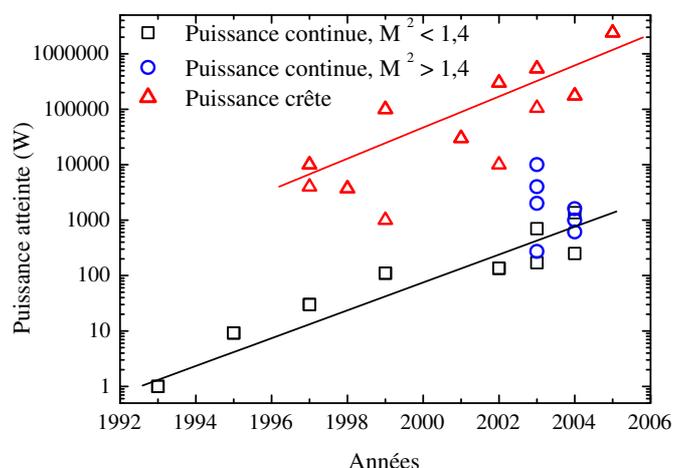


FIG. 2.1 – Représentation de la croissance de la puissance disponible en sortie des systèmes à fibre, en régime continu et d'impulsions, au cours des dernières années

en plus de proposer la puissance de sortie recherchée pour chaque type d'application, permettent de conserver les avantages d'une solution fibrée. Il est aussi indispensable que l'amplification ou la montée en puissance ne dégrade pas les propriétés intrinsèques que possède la source laser à plus faible puissance (qualité spectrale, qualité spatiale de faisceau). En effet, et pour les avoir citer en premier lieu, l'association de l'ion  $Yb^{3+}$ , utilisé comme dopant, et d'une matrice de germano-silicate, n'en possède pas moins que des avantages notamment au regard d'une montée en puissance importante. Une élévation de la puissance de sortie d'un laser ou d'un amplificateur à fibre révèle ainsi, bien souvent, des phénomènes ou problèmes qui n'apparaissent pas à plus faible puissance. Envisager une élévation importante du flux en sortie d'un système hérité directement d'une architecture optimisée à plus basse puissance ne peut se faire sans accéder à une bonne compréhension de la physique sous jacente aux phénomènes qui peuvent survenir à plus forte puissance et à une excellente maîtrise de la technologie. Il n'est, ainsi, pas toujours envisageable de conserver, à très forte puissance, les propriétés intrinsèques d'un laser. Celles-ci peuvent être dégradées du fait de l'apparition d'un certain nombre de facteurs limitant. Ce sont ces phénomènes que nous nous proposons de présenter dans ce qui va suivre. Nous y associons des méthodes ou solutions permettant de s'en prémunir ou d'en limiter les effets.

Puis nous terminons ce chapitre par une présentation, non exhaustive, des divers types de fibres optiques existant aujourd'hui, soit en solution de laboratoire, soit disponibles commercialement, et qui permettent d'envisager la montée en puissance des systèmes fibrés. Leurs avantages et inconvénients sont discutés selon le type de performance attendue.

## 2.2 Puissance moyenne et puissance crête

Notre étude a porté tant sur des systèmes de lasers et d'amplificateurs à fibre dopée  $Yb^{3+}$  fonctionnant en régime continu qu'en régime d'impulsions. Nous sommes alors amenés à définir les puissances continue et crête. La puissance continue est la puissance délivrée par un laser ou un amplificateur fonctionnant en régime établi. Dans ce cadre, on considère qu'aucune perturbation ne vient affecter le comportement du système et l'on notera la puissance continue  $P_{CW}$  en référence à la désignation anglophone du régime continu ou « Continuous Wave » .

On considère maintenant un laser ou un amplificateur fonctionnant en régime d'impulsions. La puissance de sortie est alors de 2 types : la puissance crête ou  $P_{crête}$ , est la puissance instantanée transportée par chaque impulsion, et la puissance moyenne ou  $P_{moy}$ . Pour simplifier, considérons maintenant une impulsion rectangulaire de durée  $\Delta t$  émise à une fréquence de répétition  $f$ . Dans ce cas,  $P_{moy} = P_{crête} \times \Delta t \times f$ . Cette relation, simpliste, n'est valable que si il n'y a pas de remontée de l'ESA entre les impulsions.

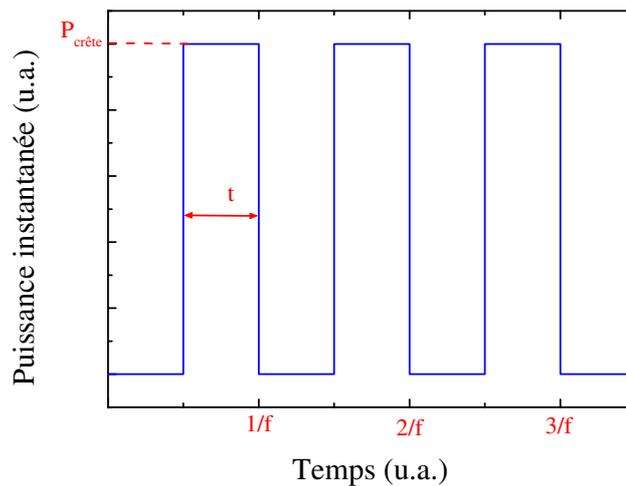


FIG. 2.2 – Représentation schématique d'un train d'impulsions

## 2.3 La maîtrise des effets thermiques

Une élévation de température peut avoir de multiples effets sur le comportement d'un amplificateur ou sur les éléments qui le constitue. Elle peut trouver son origine dans une augmentation de la température ambiante ou bien encore dans une augmentation de la puissance de pompe injectée. Dans un système à fibre, l'effet thermique provient essentiellement du déficit quantique entre les photons pompe et les photons signal. Il est donc en principe essentiel quand les puissances rentrant en jeu deviennent importantes (supérieures à une dizaine de watts) de minimiser le déficit quantique c'est-à-dire  $\eta = (\lambda_{signal} - \lambda_{pompe})/\lambda_{signal}$ . Dans le cas où ce rapport est non nul, ce qui est toujours le cas en pratique, une partie des ions excités est émise de manière non radiative, contribuant

à une élévation de la température. La valeur de ce déficit peut ainsi atteindre 18 % dans le cas d'un signal à 1127 nm en sortie d'un amplificateur pompé à 920 nm. Cette part de la puissance dissipée en chaleur tombant à 7 % pour un signal à 1047 nm issu d'un amplificateur pompé à 977 nm (cf. Fig. 2.3).

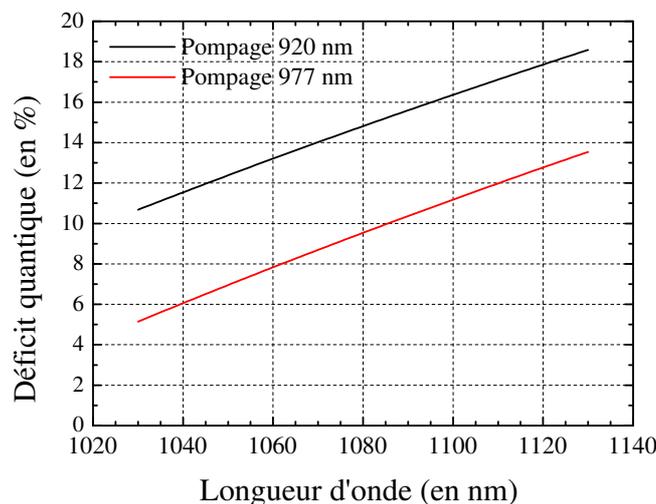


FIG. 2.3 – Part de la puissance transformée en chaleur selon la longueur d'onde du signal

Le choix de la longueur d'onde de pompe agit donc directement sur l'échauffement de la fibre. Celui-ci impacte les performances du système au travers de la dépendance des sections efficaces d'absorption et d'émission à la température. Ainsi, dans un système à fibre dopée  $Yb^{3+}$  une élévation de la température de 0 à 100°C modifie les populations des sous-niveaux des niveaux fondamental  $^2F_{7/2}$  et excité  $^2F_{5/2}$  dans les proportions indiquées dans le tableau 2.2 (d'après [Brilliant 01]). Le rapport  $\sigma_{as}/(\sigma_{as} + \sigma_{es})$  en est donc modifié engendrant **une variation du gain en fonction de la température**. Celui-ci est ainsi **décalé, mais diminué**, vers les grandes longueurs d'onde en même temps que la température augmente. Cette décroissance de l'efficacité de l'émission d'un système laser à 1  $\mu m$  due à une élévation de température peut, de manière surprenante, améliorer l'efficacité d'un laser à fibre dopée  $Er^{3+} - Yb^{3+}$  [Canat 05b].

	Température		Unité
	0	100	
Remplissage du sous niveau « b »	4	8	%
Remplissage du sous niveau « e »	95	90	%

TAB. 2.2 – Evolution des populations des sous-niveaux « b » et « e » en fonction de la température

Le gain n'est pas la seule spécification d'un système à fibre qui puisse être affectée

par une élévation de température. Celle-ci peut ainsi, par exemple, déboucher sur des instabilités en fréquences, en plus d'un décalage de la longueur d'onde centrale d'un laser à fibre, par transitions non radiatives [Man 99].

Cette dépendance à la température des paramètres intrinsèques d'un amplificateur ou laser à fibre (sections efficaces, gain, inversion de population) trahit celle des fibres optiques. Les effets thermiques peuvent, de fait, engendrer un stress provoquant une variation de l'indice de réfraction ou bien encore provoquer une élévation telle de la température du guide que son intégrité mécanique s'en trouve compromise. La plupart des fibres optiques double-gaine peuvent être concernées par ce phénomène dès lors que la puissance de pompe devient importante. En effet, et comme décrit au paragraphe 1.3.3 (page 14), une fibre double-gaine est communément constituée d'une gaine en silice, servant de guide de pompe, entourée d'une gaine en polymère de plus bas indice. La tenue en température de ce type de revêtement est relativement limitée, une altération (ramollissement, décollement puis dégazage) pouvant survenir dès lors que sa température atteint ou dépasse  $120^{\circ}\text{C}$ . Le coefficient d'absorption de la chaleur de ce type de matériau est, en effet, 10 fois plus élevé que celui de la silice. C'est pourquoi le recours à des fibres double-gaine tout en verre est fortement recommandé dès lors que la puissance rentrant en jeu devient importante et que les solutions de refroidissement sont limitées ou difficiles à mettre en œuvre [Reichel 03].

C'est un phénomène auquel nous avons été confronté lors de notre étude du développement de lasers et d'amplificateurs à fibre dopée Ytterbium de forte puissance. Nous avons donc examiné l'influence de la géométrie de la fibre double-gaine et de la puissance de pompe sur les variations de températures pouvant survenir en son sein. Pour ce faire, nous nous sommes appuyés sur l'étude réalisée par D.C. Brown et H.J. Hoffmann [Brown 01] dont nous avons repris le formalisme pour l'adapter aux fibres dont nous avons fait usage. Nous rappelons ci-après les principales équations de ce modèle théorique.

### 2.3.1 Éléments d'analyse théorique

Nous faisons l'hypothèse que les fibres utilisées sont toutes à géométrie circulaire que ce soit pour le cœur ou la gaine. Soit donc une fibre de rayon de cœur «  $a$  » et de rayon de gaine «  $b$  ». Une variation de la température de la fibre induit une variation de son indice de réfraction :

$$\beta = \frac{dn}{dT} \quad (2.1)$$

Dans un milieu isotrope, l'équation de la chaleur dans l'approximation des états quasi-stationnaires est :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_{\text{cœur}}(r)}{\partial r} \right) = -\frac{Q_0}{k} \quad 0 \leq r \leq a \quad (2.2)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial T_{\text{gaine}}(r)}{\partial r} \right) = 0 \quad a \leq r \leq b \quad (2.3)$$

Dans les équations 2.2 et 2.3, on a pris  $k$  la conductivité thermique exprimée en  $[\text{Wm}^{-1} \text{ } ^{\circ}\text{C}^{-1}]$  et  $Q_0$  la densité de chaleur exprimée en  $[\text{Wm}^{-3}]$ . On a négligé les variations azimutales de la température. On suppose de plus que  $Q_0$  est une constante, ce qui est une bonne approximation dans le cas de fibres faiblement dopées. Afin d'assurer la continuité de la température aux interfaces, les températures du cœur, de la gaine et leurs dérivées doivent vérifier les conditions aux limites données par les équations 2.4, 2.5 et 2.6.

$$T_{coeur}(r = a) = T_{gaine}(r = a) \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial T_{coeur}(r = a)}{\partial r} = \frac{\partial T_{gaine}(r = a)}{\partial r} \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial T_{coeur}(r = 0)}{\partial r} = 0 \quad (2.6)$$

De plus, si on suppose une loi de Newton pour le refroidissement de la fibre, on doit avoir :

$$\frac{\partial T_{gaine}(r = b)}{\partial r} = \frac{h}{k}(T_c - T_{gaine}(r = b)) \quad (2.7)$$

Equation dans laquelle on a pris :

- $h$  le coefficient de convection (en  $[Wm^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}]$ ),
- $T_c$  la température de l'air ambiant.

Alors, avec les conditions aux limites données par les équations 2.4, 2.5 et 2.6, les solutions de 2.2 et 2.3 sont données par les relations 2.8 et 2.9.

$$T_{coeur} = T_c + \frac{Q_0 a^2}{4k} \left[ 2 \ln \frac{b}{a} + \frac{2k}{bh} \right] + \frac{Q_0 a^2}{4k} \left[ 1 - \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right] \quad \text{pour} \quad 0 \leq r \leq a \quad (2.8)$$

$$T_{gaine} = T_c + \frac{Q_0 a^2}{2bh} - \frac{Q_0 a^2}{2bh} \ln \frac{r}{b} \quad \text{pour} \quad a \leq r \leq b \quad (2.9)$$

$Q_0$  s'obtient à partir de la longueur d'onde de pompe, de la longueur d'onde signal, du rayon du cœur et de la longueur de fibre nécessaire à une totale absorption de la pompe.  $h$  et  $k$  sont des constantes. On prendra pour valeur  $h = 10^{-11} W \mu m^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}$  comme valeur typique pour de la silice lorsqu'elle n'est pas ventilée et  $h = 10^{-9} W \mu m^{-2} \text{ } ^\circ C^{-1}$  dans le cas contraire. La conductivité thermique prendra elle pour valeur  $k = 1.38 \times 10^{-6} W \mu m^{-1} \text{ } ^\circ C^{-1}$  [Brown 01].

La valeur de  $Q_0$  s'obtient assez simplement en fonction de  $\eta$ , connaissant la puissance de pompe  $P_p$  et la longueur  $L$  de fibre pour une totale absorption de la pompe. Elle est donnée par la relation 2.10.

$$Q_0 = \frac{\eta P_p}{\pi a^2 L} \quad (2.10)$$

On voit ainsi que la température de la fibre décroît en son cœur comme le carré de la distance au centre de la fibre avant de poursuivre une décroissance logarithmique dans sa gaine et ce jusqu'à l'interface avec le revêtement polymère. Ces équations permettent ainsi d'obtenir, en première approximation, une valeur de la température atteinte par cette partie de la fibre double-gaine en fonction des paramètres de la fibre et de la puissance de pompe transportée. Elle permet alors de déterminer si, dans un système, il est nécessaire ou non d'envisager un refroidissement forcé de la fibre afin d'éviter toute dégradation, le polymère se consumant, de la fibre. C'est ce que nous avons expérimenté et illustré par les figures ci-dessous.

### 2.3.2 Quelques valeurs de températures

Nous avons calculé l'évolution de la température d'une fibre double-gaine de diamètre de cœur  $20 \mu m$  et de gaine à section double-méplats de dimensions  $[200 \times 220 \mu m]$  dans le cas d'un pompage à  $915 nm$  par  $33 W$  de pompe. Nous avons analysé les cas où la fibre est non ventilée et ventilée (cf. Fig 2.4). La température ambiante est de  $25^\circ C$  et la longueur d'onde du signal est à  $1064 nm$ . Les valeurs de température atteintes dans le cas où la fibre est non refroidie laisse présager un fonctionnement en limite d'endommagement du polymère de bas indice. Davantage de puissance de pompe l'endommagerait irrémédiablement si une solution de dissipation thermique n'était mise en œuvre. C'est pourquoi, ces problèmes sont anticipés en retenant des solutions de refroidissement de la fibre soit par ventilation mécanique, soit en immergeant la fibre dans un matériau conducteur thermique soit par circulation d'eau.

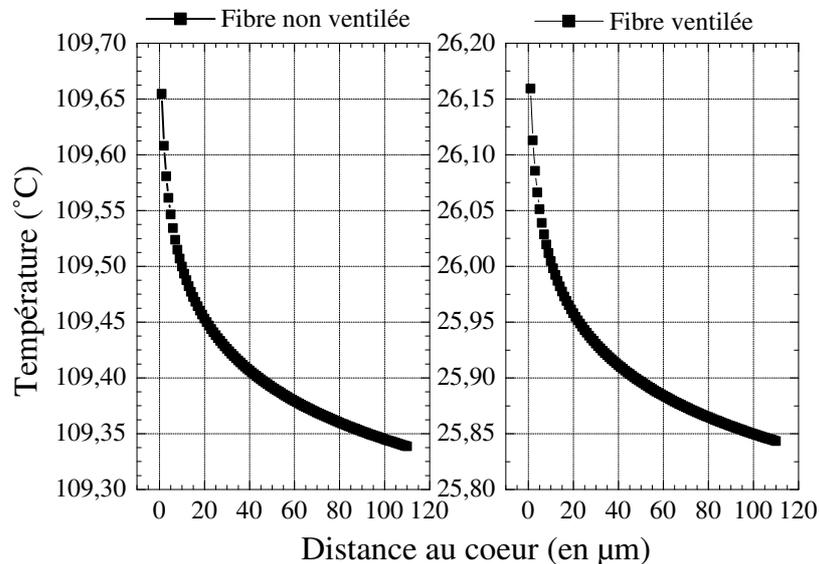


FIG. 2.4 – Évolution de la température dans une fibre de  $20/[200 \times 220] \mu m^2$  (fibre du type « Fibre  $[20 \mu m, 0,14]$  » (cf. page 49)) pompée par  $33 W$  de pompe, non ventilée (courbe de gauche) puis ventilée (courbe de droite)

Il est aussi possible d'agir sur les caractéristiques de la fibre. En effet, si la fibre possède une absorption plus faible, la longueur qu'il sera nécessaire de retenir afin que la même puissance de pompe soit absorbée sera plus grande, augmentant de fait la surface d'échange de la fibre avec l'air, contribuant ainsi à son maintien à une température plus basse. Toutefois, dans le cadre de notre étude, la montée en puissance ne s'accompagne pas seulement de ces problèmes d'ordre thermiques et toute augmentation de la longueur de fibre peut avoir une influence néfaste sur les performances du système (laser ou amplificateur) comme discuté au paragraphe 2.5 (page 43). En tant qu'utilisateur il est, en outre, bien plus facile de mettre en place une solution de refroidissement que de modifier les paramètres d'absorption ou de géométrie de la fibre.

Pour atteindre des puissances moyennes de l'ordre du kilowatt, les puissances de pompe

sont encore bien plus élevées. Les fibres, pour ces considérations thermiques mais pas seulement (cf. paragraphe 2.5), ne peuvent alors pas être de même nature que celles utilisées à plus faible puissance. Nous avons simulé l'évolution de la température du cœur de fibres possédant les mêmes paramètres d'absorption mais de géométries différentes (cf. fig. 2.5). Ces fibres sont pompées jusqu'à 100 W de puissance à 915 nm et ont une longueur de 10 m. Elles ne sont pas ventilées. L'influence de la géométrie de la fibre apparaît clairement.

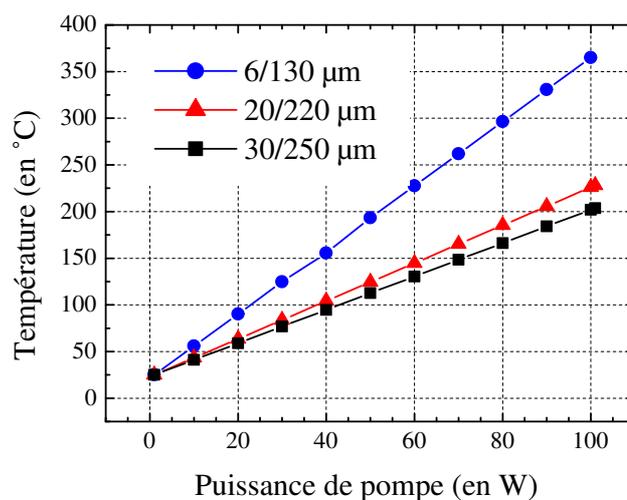


FIG. 2.5 – Évolution de la température pour diverses géométries de fibre (pompage à 915 nm, avec 100 W)

En définitive cependant, il est d'usage de considérer que les fibres sont « peu sensibles » aux effets thermiques. En effet, à volume égal elles présentent une surface d'échange avec l'air bien supérieure à celle proposée par un barreau. Dans les fibres, le rapport de la surface au volume est extrêmement grand. Une fibre de 210 µm de diamètre de gaine et de longueur 30 m possède un volume d'environ 1 cm<sup>3</sup> et une surface de 200 cm<sup>2</sup>. Un barreau de même volume aura des dimensions typiques de 3 mm de diamètre. Sa surface d'échange avec l'air sera alors d'environ 20 cm<sup>2</sup> soit 10 fois moindre que la fibre.

## 2.4 Le photochromisme

Le photochromisme est un problème majeur dont souffrent les amplificateurs et lasers à fibres dopées aux ions de terre-rare de puissance. Il se manifeste par une très forte absorption aux longueurs d'onde du visible, très étendue en longueurs d'onde puisqu'elle s'étend, dans des proportions moindres, jusqu'à 1100 nm.

Pour les utilisateurs de fibre, le photochromisme se traduit par une baisse, plus ou moins importante et plus ou moins rapide, de la puissance de sortie lorsque le système est pompé. Il intervient comme une pénalité induite sur la transmission du signal utile à 1 µm et non comme une perte sur le signal de pompe qui se traduirait par une réduction du

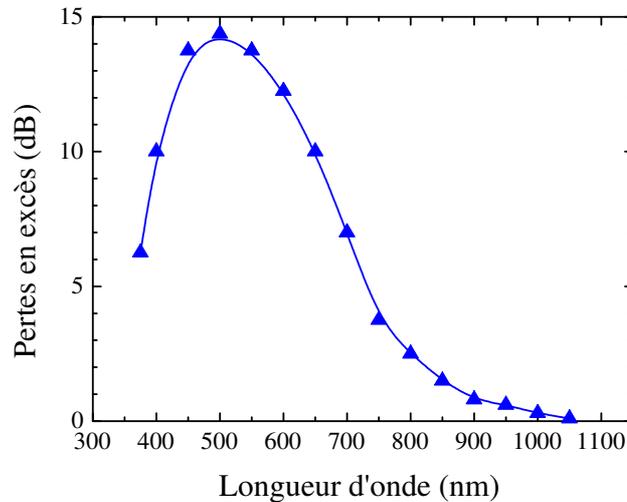


FIG. 2.6 – Pertes en excès dues au photochromisme dans une fibre dopée  $Yb^{3+}$

gain disponible pour le signal. Même si la pénalité est réduite de typiquement 15 dB aux longueurs d'onde d'émission de l' $Yb^{3+}$  [Koponen 05] par rapport aux longueurs d'onde de [500 – 700] nm (cf. fig.2.6), il n'en reste pas moins que la dégradation peut atteindre plus de 50% de la puissance de sortie comme mesuré au laboratoire. Ce résultat est représenté sur la figure 2.7 et montre, dans sa partie gauche, la dégradation due au photochromisme survenu en 30 minutes au cours de l'utilisation d'une fibre de cœur de diamètre 23  $\mu m$ . Dans sa partie droite, cette figure montre un autre exemple de dégradation due au photochromisme. Il s'agit ici d'une dégradation relativement lente (une quarantaine d'heures) et d'amplitude limitée à pratiquement 10%, survenue dans une fibre de cœur 20  $\mu m$  pompée par 37 W de puissance à 920 nm. Pour que la dégradation soit significative, le niveau de pompage doit être supérieur à une dizaine de watts et idéalement davantage afin d'accélérer l'apparition du phénomène et d'en déterminer ainsi plus facilement son étendue. Il a, en effet, été démontré une dépendance du niveau de dégradation par rapport à l'intensité du signal se propageant dans le canal de propagation [Broer 93]. Il est, par ailleurs, avéré que **le niveau d'inversion de population détermine la rapidité d'apparition du phénomène de photochromisme** [Koponen 05]. Cette dégradation est bien souvent irréversible. A notre connaissance, il n'a jamais été fait état d'une fibre à matrice germano-silicate dopée, ayant montré du photochromisme et qui aurait pu retrouver son niveau initial d'absorption après mise en œuvre d'un processus de réparation. Cette réversibilité a, par contre, pu être démontrée dans une fibre à matrice de phosphosilicate [Atkins 94].

A ce jour, aucune solution n'a été trouvée à ce problème. Les fabricants de fibre double-gaine s'attachent aujourd'hui, toutefois, à contrôler ce phénomène en mettant, notamment, en place des techniques de fabrication de fibres double-gaine permettant de minimiser les agglomérats des ions de terre-rare. Citons notamment le procédé de dépôt direct des ions de terre-rare ou « Direct Nanoparticule Deposition ». Toutefois, étant donné que le niveau d'inversion de population impacte directement la vitesse d'apparition du phénomène, il

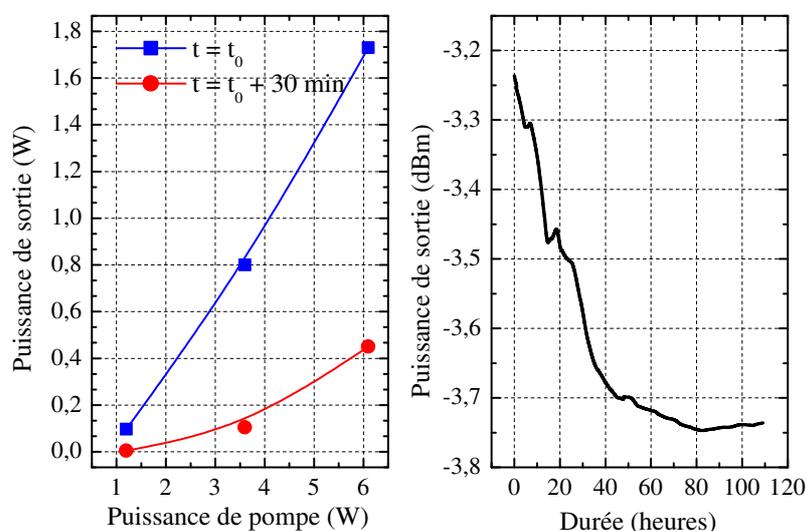


FIG. 2.7 – Pertes en excès dues au photochromisme dans une fibre de  $23 \mu\text{m}$  (gauche) et  $20 \mu\text{m}$  (droite)

est possible de réduire la pénalité induite par un pompage contra-propagatif. En effet, par comparaison avec un pompage co-propagatif, l'inversion de population est plus faible tout au long de la fibre [Lebref 98] et minimise donc le photochromisme. Du moins ralentit-elle sa croissance.

## 2.5 Les effets d'optique non linéaire

La non linéarité a été mise en œuvre dans les systèmes électriques basses fréquences ou radioélectriques bien avant qu'ils ne produisent un effet mesurable en optique car les champs disponibles furent, pendant très longtemps, trop faibles. Ce n'est qu'avec la découverte des lasers que cette situation changea. En 1961, à l'Université du Michigan, Franken et al., démontrèrent de façon spectaculaire l'existence des non linéarités aux fréquences optiques : irradiant un cristal de quartz avec un laser rubis de longueur d'onde  $694,3 \text{ nm}$ , ils observèrent un rayonnement ultra-violet à la fréquence double de  $347,1 \text{ nm}$  [Bloembergen 00].

Au cours du transport de la lumière par fibre optique, la section du cœur de fibre étant, en général, très faible, la densité de puissance peut devenir importante. De plus, les longueurs d'interaction pouvant être grandes, les phénomènes d'optiques non linéaires sont susceptibles d'apparaître et de générer ainsi de nouveaux signaux à d'autres fréquences que celle de l'onde incidente. Ces effets seront alors le plus souvent des phénomènes limitant le transport du signal incident même si de nouvelles applications ont vu jour grâce à la mise en œuvre et à la compréhension de ces effets d'optique non linéaire.

Dans ce qui va suivre, nous retiendrons les notations suivantes pour les grandeurs intervenant dans l'expression des phénomènes d'optique non linéaire :

- soit  $\vec{E}$  le champ total qui peut être décomposé en une superposition d'ondes planes :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_i \vec{E}_{\omega_i} e^{i(\vec{k}_i \vec{r} - \omega_i t)}$$

Dans cette expression  $\vec{k}$  est le vecteur d'onde et  $\omega$  la pulsation ou fréquence optique du champ.

- soit  $I$  l'intensité optique exprimée par  $I = |\vec{E}|^2$
- soit  $P$  la puissance totale transportée par l'onde,  $P = I \times S$  où  $S$  est la surface effective sur laquelle s'étend l'intensité du champ,
- soit  $\mathcal{P}(\vec{r}, t)$  la polarisation qui dépend du champ  $\vec{E}$  au travers d'une relation intégrant un tenseur  $\underline{R}$  de réponse du milieu à une excitation par le champ électrique. Cette relation est de la forme :

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\vec{r}, t) = & \varepsilon_0 \int_0^\infty \underline{R}^{(1)}(\tau_1) : \vec{E}(\vec{r}, t - \tau_1) d\tau_1 \\ & + \varepsilon_0 \int_0^\infty d\tau_1 \int_0^\infty \underline{R}^{(2)}(\tau_1, \tau_2) : \vec{E}(\vec{r}, t - \tau_1) \vec{E}(\vec{r}, t - \tau_2) d\tau_2 \\ & + \varepsilon_0 \int_0^\infty d\tau_1 \int_0^\infty d\tau_2 \int_0^\infty \underline{R}^{(3)}(\tau_1, \tau_2, \tau_3) : \vec{E}(\vec{r}, t - \tau_1) \vec{E}(\vec{r}, t - \tau_2) \vec{E}(\vec{r}, t - \tau_3) d\tau_3 \\ & + \dots \end{aligned} \quad (2.11)$$

On peut alors exprimer la polarisation  $\mathcal{P}$  dans le domaine des fréquences optiques  $\omega$  par transformée de Fourier de la relation 2.11. On aboutit à la relation 2.12 donnant l'expression de  $\mathcal{P}$  en fonction de tenseurs, appelés tenseurs de susceptibilité d'ordre  $i$   $\chi^{(i)}(\omega)$ . La polarisation est un terme source qui induit des champs  $\vec{E}_n$  aux fréquences optiques  $\omega = \sum_{i=1}^n \omega_i$  et de vecteur d'onde  $\vec{k} = \sum_{i=1}^n \vec{k}_i$ .

$$\begin{aligned} \mathcal{P}(\vec{k}, \omega) = & \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(1)}(\omega) : \vec{E}(\vec{k}, \omega) \\ & + \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(2)}(\omega) : \vec{E}(\vec{k}, \omega) \vec{E}(\vec{k}, \omega) \\ & + \varepsilon_0 \underline{\chi}^{(3)}(\omega) : \vec{E}(\vec{k}, \omega) \vec{E}(\vec{k}, \omega) \vec{E}(\vec{k}, \omega) \\ & + \dots \end{aligned} \quad (2.12)$$

Le tenseur de susceptibilité d'ordre 1,  $\chi^{(1)}$  traduit les propriétés optiques linéaires telles **l'indice de réfraction, l'absorption, le gain ou encore la biréfringence**. Ce terme ne permet pas de coupler les ondes, il en résulte que 2 ondes différentes traversant un milieu linéaire, vont le traverser sans influence mutuelle.

Les tenseurs de susceptibilité d'ordre 2, 3 et supérieurs,  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$  ..., sont responsables des effets d'optiques non linéaires. Plus particulièrement,  $\chi^{(2)}$  est responsable de **la génération de seconde harmonique, de la génération des sommes et différences de fréquences, de l'amplification paramétrique, de la rectification optique (génération d'une polarisation continue aux bornes d'un milieu non linéaire**

sous l'influence d'un champ électromagnétique intense) et de l'effet Pockels. Le  $\chi^{(2)}$  ne se manifeste pas dans les matériaux isotropes ou centrés. C'est le cas des matériaux tels que la silice qui compose les fibres optiques. En effet, on montre que dans ces matériaux, le changement de  $\vec{E}$  en  $-\vec{E}$  change  $\vec{\mathcal{P}}$  en  $-\vec{\mathcal{P}}$  et que donc les termes pairs du développement de  $\vec{\mathcal{P}}(\vec{E})$  sont nuls. Ils se révèlent, par opposition, être de bons candidats aux effets du  $\chi^{(3)}$ .

Le tenseur de susceptibilité d'ordre 3,  $\chi^{(3)}$  est responsable de **la génération de la troisième harmonique, du mélange à quatre ondes non dégénéré en fréquence, des effets de diffusion Raman et Brillouin stimulées (D.R.S. et D.B.S. respectivement) et de l'effet Kerr optique.**

C'est à ces effets dûs à la susceptibilité d'ordre 3 que nous nous intéresserons plus particulièrement dans ce qui va suivre. Nous aborderons ainsi, dans un premier temps les effets de D.R.S. et D.B.S. puis dans un second temps à l'automodulation de phase et au mélange à 4 ondes induits par effet Kerr. Cette approche théorique sera complétée par les résultats de nos expériences. Cette partie sera abordée dans le chapitre 4 et nous proposerons alors des méthodes originales mises en œuvre durant notre étude pour s'affranchir des effets limitant une montée en puissance d'un système cohérent à  $1 \mu m$  engendrés par ces phénomènes d'optique non linéaire.

### 2.5.1 Les diffusions Brillouin et Raman stimulées

La propagation sur fibre optique présente nombre d'avantages par rapport à l'optique en espace libre. Toutefois, le confinement de la lumière dans le cœur la rend très susceptible d'être perturbée par des effets non linéaires. Parmi ceux-ci la diffusion Brillouin stimulée (D.B.S.) et la diffusion Raman stimulée (D.R.S.) peuvent être particulièrement critiques notamment en terme de puissance transportée par des systèmes de communication par fibre [Yeniay 02]. C'est pourquoi, par exemple, des travaux ont récemment porté sur des fibres combinant les avantages des barreaux et des fibres optiques afin de réduire les nonlinéarités [Limpert 05].

#### Le processus de diffusion Brillouin stimulée

Quand la D.B.S. survient, l'onde signal de champ  $\vec{E}_{signal}$  se propageant dans la fibre génère une onde acoustique longitudinale de fréquence très élevée (environ  $10 GHz$ ) de champ  $\vec{E}_A$  par un processus d'électrostriction. Cette onde acoustique engendre une modulation périodique de l'indice. Celle-ci génère ce qui s'apparente à un réseau d'indice se déplaçant à la vitesse de l'onde acoustique. Le réseau diffuse alors la lumière incidence en une onde, appelée onde Stokes de champ  $\vec{E}_S$  décalée et réduite en fréquence par effet Doppler [Kulcsar 03]. La diffusion Brillouin stimulée peut être vue comme l'annihilation d'un photon pompe engendrant la création d'un photon Stokes et un phonon acoustique. Les lois de conservation de l'énergie et de l'accord de phase entre les composantes rentrant en jeu dans le processus impliquent :

$$\omega_{signal} = \omega_A + \omega_S \quad (2.13)$$

et

$$\vec{k}_{signal} = \vec{k}_A + \vec{k}_S \quad (2.14)$$

où,  $\vec{k}_{signal}$ ,  $\vec{k}_A$  et  $\vec{k}_S$  sont les vecteurs d'onde et  $\omega_{signal}$ ,  $\omega_A$  et  $\omega_S$  les fréquences de l'onde signal, acoustique et Stokes respectivement.

En projetant la relation 2.14 sur les axes  $x$  et  $y$  et en supposant que les modules des vecteurs d'ondes signal et Stokes sont sensiblement les mêmes  $|\vec{k}_S| \simeq |\vec{k}_{signal}|$ , nous en déduisons que la fréquence et le vecteur d'onde de l'onde acoustique satisfont la relation :

$$\omega_A = |\vec{k}_A| \nu_A = 2\nu_A |\vec{k}_{signal}| \sin(\theta/2) \quad (2.15)$$

dans laquelle  $\theta$  est l'angle entre les ondes signal et Stokes. Celle-ci montre que le décalage en fréquence de l'onde Stokes dépend de l'angle de diffusion  $\theta$ . En particulier il est maximum dans la direction contra-propagative ( $\theta = \pi$ ) et s'annule dans la direction co-propagative ( $\theta = 0$ ). Ceci indique que dans les fibres optiques la D.B.S. n'a lieu que dans la direction contra-propagative et que, dans ce cas, le décalage en fréquence de l'onde Stokes ainsi générée est donné par [Agrawal 95] :

$$\nu_B = \frac{\omega_A}{2\pi} = \frac{2n\nu_A}{\lambda_p} \quad (2.16)$$

en considérant  $|\vec{k}_{signal}| = 2\pi n/\lambda_{signal}$  avec  $n$  l'indice de réfraction et  $\lambda_p$  la longueur d'onde signal. Si nous retenons comme valeurs des différents paramètres rentrant en jeu dans la relation 2.16 dans la silice :  $\nu_A = 5,96 \text{ km/s}$ ,  $n = 1,444$ , nous obtenons pour valeur du décalage de l'onde Stokes dans le cas d'une diffusion Brillouin stimulée  $\nu_S^{Brillouin} = 17,2 \text{ GHz}$  à  $1 \mu\text{m}$ .

### Le processus de diffusion Raman stimulée

La diffusion Raman stimulée (D.R.S.) quant à elle est un processus qui convertit une faible part d'un signal optique incident vers un autre signal optique de fréquence décalée  $\nu_S^{Raman}$  et réduite d'une quantité dépendant des modes vibratoires du milieu. La lumière incidente agit comme une pompe pour générer le signal décalé vers les grandes longueurs d'onde et appelée « onde Stokes ». Le coefficient de gain Raman  $g_R$  peut être mesuré expérimentalement par mesure de la section efficace d'émission Raman spontanée. Il est relié à la susceptibilité d'ordre 3  $\chi^{(3)}$  du milieu hôte et varie de manière inversement proportionnelle à la longueur d'onde signal [Agrawal 95]. La DRS est initiée par une onde signal de fréquence optique  $\omega_{signal}$  pour peu qu'une onde de fréquence optique  $\omega_S$  coïncide avec l'onde signal et que la différence  $\omega_{signal} - \omega_S$  renvoie une valeur contenue dans la largeur de la courbe de gain Raman. L'onde Stokes de fréquence optique  $\omega_S$  sera alors amplifiée du fait du gain Raman. Si seule l'onde signal de fréquence optique  $\omega_{signal}$  est initialement présente alors l'émission Raman spontanée agit comme onde Stokes. Le décalage en fréquence par D.R.S. se fait sur une bande d'émission très large et présente son maximum dans une matrice de silice pure pour un décalage de  $\nu_S^{Raman} = 13 \text{ THz}$  (soit environ  $43 \text{ nm}$ ) à  $1 \mu\text{m}$ .

### Comportement continu et quasi-continu des D.B.S. et D.R.S.

Diffusion Brillouin et Raman stimulées sont des phénomènes physiques très semblables qui peuvent être formulés théoriquement de la façon suivante.

Soit  $g_k$  en  $[m \times W^{-1}]$ , avec  $k = R$  ou  $B$  selon que l'on considère une diffusion Raman ou Brillouin stimulée, le profil de gain Lorentzien de la diffusion en question, alors :

$$g_k(\nu) = \frac{(\Delta\nu_S/2)^2}{(\nu - \nu_k)^2 + (\Delta\nu_S/2)^2} g_k(\nu_k) \quad (2.17)$$

Considérons une interaction mutuelle entre une onde signal d'intensité  $I_{signal}$  et une onde Stokes d'intensité  $I_S$ . En régime d'état stationnaire, valable en continu ou en quasi-continu<sup>1</sup>, cette interaction est gouvernée par le couple d'équations :

$$\frac{dI_S}{dz} = -g_k I_{signal} I_S + i_k \alpha I_S \quad (2.18)$$

$$\frac{dI_{signal}}{dz} = -g_k j_k I_{signal} I_S - \alpha I_{signal} \quad (2.19)$$

dans lesquelles  $g_k = g_B$  ou  $-g_R$  selon que l'on considère le profil de gain de la diffusion Brillouin ou Raman stimulée respectivement,  $i_k = 1$  et  $j_k = 1$  dans le cas de la D.B.S. et  $i_k = -1$  et  $j_k = \omega_{signal}/\omega_S$  dans le cas de la D.R.S..  $\alpha$  en [ $m^{-1}$  ou  $dB/m$ ] est le coefficient de pertes de la fibre. Dans les équations 2.18 et 2.19 on a considéré que les coefficients de perte de la fibre pour l'onde signal et l'onde Stokes sont équivalents [Agrawal 95, Smith 72].

Ce couple d'équations peut être résolu analytiquement si l'on prend comme hypothèse que l'intensité du signal le long de la fibre décroît exponentiellement à partir de l'intensité  $I_{signal}(0) = I_0$  injectée à une extrémité de la fibre  $I_{signal}(z) = I_0 \exp(-\alpha z)$  et on aboutit à une solution pour l'intensité de l'onde Stokes de la forme :

$$I_S(z) = I_S(0) \exp\{i_k g_k I_0 [\frac{1}{\alpha} (1 - \exp(-\alpha z))] - \alpha z\} \quad (2.20)$$

On définit alors la longueur effective  $L_{eff}$  par la relation 2.21.

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha L)] \quad (2.21)$$

Connaissant  $L_{eff}$ , on aboutit à la relation 2.22 donnant l'intensité de l'onde Stokes en fonction de cette grandeur et du gain de l'effet non linéaire considéré.

$$I_S(L) = I_S(0) \exp[i_k g_k(w) I_0 L_{eff} - \alpha L] \quad (2.22)$$

Le seuil de la diffusion considérée est alors défini comme la valeur de la puissance à l'entrée qu'il faut injecter pour égaliser les puissances Stokes et signal en sortie de fibre :

$$P_S(L) = P_{signal}(L) = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (2.23)$$

Smith a montré [Smith 72] que le processus de diffusion se construisait comme si on injectait un photon fictif par mode à l'entrée de la fibre. La puissance Stokes se calcule alors en considérant l'amplification de chaque composante fréquentielle d'énergie  $\hbar\omega = h\nu$  selon  $I_S(L)$  et en intégrant sur toute la bande de gain de  $g_k$  :

<sup>1</sup>Il est à noter qu'il existe une différence dans la notion de régime quasi-continu dans le traitement des comportements dynamiques des diffusions Brillouin et Raman stimulées. Cette nuance sera présentée un peu plus loin dans cet exposé lorsque nous aborderons le comportement dynamique de ces effets non linéaires.

$$P_S(L) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hbar\omega \exp[i_k g_k(\omega) I_0 L_{eff} - \alpha L] d\omega \quad (2.24)$$

$$= P_S^{eff} \exp[i_k g_k I_0 L_{eff} - \alpha L] \quad (2.25)$$

dans laquelle :

$$P_S^{eff} = \hbar\omega_{signal} B_{eff} \quad (2.26)$$

et

$$B_{eff} = \sqrt{\frac{2\pi}{|g_k''(\omega_S)| I_0 L_{eff}}} \quad (2.27)$$

Dans 2.27,  $g_k''$  est définie par :

$$g_k'' = \frac{d^2 g_k(\nu_k)}{d\nu^2} = -\frac{8g_k(\nu_k)}{(\Delta\nu)^2} \quad (2.28)$$

On aboutit ainsi à une relation donnant la valeur de la puissance seuil  $P_0$  du signal à injecter à l'entrée de la fibre pour qu'il y ait apparition d'une diffusion Brillouin ou Raman :

$$h\nu_S \frac{\sqrt{\pi}}{2} \sqrt{\frac{A_{eff}}{i_k g_k(\omega_S) P_0 L_{eff}}} \Delta\nu_{fwhm} \exp(i_k g_k P_0 L_{eff} / A_{eff}) = P_0 \quad (2.29)$$

Dans la formule 2.29,  $A_{eff}$  en  $[m^2]$  est la surface effective de la fibre,  $\Delta\nu_{fwhm}$  en  $[Hz]$  la largeur à mi-hauteur du coefficient de gain Lorentzien de la diffusion en question,  $\nu_S$  en  $[Hz]$  la fréquence de l'onde Stokes au maximum de la courbe de gain  $g_k$  en  $[m \times W^{-1}]$  et dans laquelle on a pris  $P_0 = I_0 A_{eff}$  en  $[W = Js^{-1}]$ . Nous avons résumé dans le tableau 2.3 les principales caractéristiques de ces effets dans le cadre de l'approximation des états stationnaires ou quasi-stationnaires.

Paramètre	Notation	Unité	Raman	Brillouin
Interaction			Entre 2 ondes optiques	Onde optique / onde acoustique
Décalage	$\nu_S$	Hz	$\nu_R = 13 \times 10^{12}$ à $1 \mu m$ [Agrawal 95]	$\nu_B = 17,2 \times 10^9$ à $1 \mu m$
Propagation			CO	CONTRA
Largeur à mi-hauteur	$\Delta\nu_{fwhm}$ [Agrawal 95]	Hz	$\sim 5 \times 10^{12}$	$\sim 10 \times 10^6$
Coefficient de gain	$i_k g_k$ [Agrawal 95]	$m \times W^{-1}$	$1 \times 10^{-13}$	$5 \times 10^{-11}$

TAB. 2.3 – Tableau récapitulatif des principales caractéristiques des diffusions Raman et Brillouin stimulées

Durant ce travail, nous avons exclusivement travaillé en régime de fonctionnement continu ou en amplification d'impulsions de durée supérieure à 1 ns. Notre étude se situe ainsi dans le cadre de l'approximation des états stationnaires correspondant aux hypothèses prises pour l'étude des diffusions Brillouin et Raman stimulées. Nous avons déterminé, par résolution de l'équation 2.29 par une méthode de *dichotomie*, la valeur

des puissances seuil des D.R.S. et D.B.S. pour chacune des fibres dont il a été fait usage. Cette méthode de calcul nécessite de connaître un intervalle de puissance dans lequel la puissance seuil du phénomène en question est située. Il s'agit là d'une restriction faible car s'il est mal estimé, seule la durée du calcul s'en ressent. Elle nécessite, par ailleurs, que la fonction soit monotone sur l'intervalle en question.

Afin de nous placer dans un cadre réaliste, nous prenons pour chaque fibre, une longueur permettant d'atteindre **une absorption de 10 dB de la puissance de pompe en pompage à 920 nm**. La longueur de fibre à considérer dans chaque cas dépend ainsi de l'absorption  $\alpha_{coeur}$ , aux longueurs d'onde de pompe de 915 – 920 nm, de chaque fibre. Elle explique en grande partie les valeurs plus faibles de puissances seuils des diffusions Raman et Brillouin stimulées pour la « Fibre [20  $\mu m$ , 0,1] » en comparaison avec les valeurs calculées pour la « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] » alors que les propriétés opto-géométriques de la première lui sont plus favorables. Nous considérons les valeurs suivantes :

- « Fibre [6  $\mu m$ , 0,12] » :  $\alpha_{coeur} = 0,3 \text{ dB/m}$ ,
- « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] » :  $\alpha_{coeur} = 2,5 \text{ dB/m}$ ,
- « Fibre [30  $\mu m$ , 0,08] » :  $\alpha_{coeur} = 3,3 \text{ dB/m}$ ,
- « Fibre [13  $\mu m$ , 0,13] » :  $\alpha_{coeur} = 3,5 \text{ dB/m}$ ,
- « Fibre [20  $\mu m$ , 0,1] » :  $\alpha_{coeur} = 0,8 \text{ dB/m}$ ,
- « Fibre [10  $\mu m$ , 0,08] » :  $\alpha_{coeur} = 1 \text{ dB/m}$ .

Ainsi pour la « Fibre [20  $\mu m$ , 0,1] » avons-nous considéré une longueur de fibre dopée de 12,5 m alors qu'elle ne dépasse pas 4 m dans la cas de la « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] » pour obtenir une absorption équivalente de 10 dB de la puissance de pompe injectée.

Nous prenons aussi comme valeur du coefficient d'atténuation de cette fibre [Smith 72]  $\alpha = 20 \text{ dB/km} = 5 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-1}$ , lorsque celui-ci n'est pas connu ou mentionné par le fabricant. La puissance seuil de la diffusion Brillouin est pour chaque fibre plus faible que celle de la diffusion Raman. Ceci confirme que la diffusion Brillouin stimulée est le premier effet non linéaire parmi ces 2, susceptible d'apparaître lorsque la puissance crête augmente.

Exemple	Référence	$\phi_{coeur}$ ( $\mu m$ )	O.N.	$\alpha$ (dB/km)	$A_{eff}$ ( $\mu m^2$ )	Seuil	
						Brillouin (W)	Raman (kW)
Fibre [6 $\mu m$ , 0,12]	Keopsys	6	0,12	N.A.	41,6	1,1	0,3
Fibre [20 $\mu m$ , 0,14]	Keopsys	20	0,14	10	80,1	17	5,6
Fibre [30 $\mu m$ , 0,08]	Keopsys	30	0,08	N.A.	191	57	16,4
Fibre [13 $\mu m$ , 0,13]	Keopsys	13	0,13	N.A.	42	9,9	3,2
Fibre [20 $\mu m$ , 0,1]	Keopsys	20	0,1	35	91,4	6,2	2
Fibre [10 $\mu m$ , 0,08]	Keopsys	10	0,08	N.A.	98,7	7,4	2,4

TAB. 2.4 – Valeurs calculées des puissances seuil, en régime continu ou quasi-continu, des D.R.S. et D.B.S. pour une longueur de fibre permettant une absorption de 10 dB de la pompe en pompage à 920 nm

Il est à noter que le gain Brillouin est substantiellement réduit si la largeur de la source est supérieure au décalage Brillouin. C'est-à-dire que pour une source multimode ou monomode dont la phase varie rapidement à l'échelle de la durée de vie  $T_B$  du phonon ( $\Delta\nu_B = (\pi T_B^{-1})$ ) la D.B.S. n'intervient plus [Agrawal 95].

Nous devons, toutefois, insister sur le fait que notre connaissance des paramètres de la diffusion Brillouin stimulée, de la diffusion Raman stimulée ainsi que des paramètres expérimentaux qu'il faut intégrer dans ces calculs, est insuffisante pour parvenir à une prédiction suffisamment pointue des valeurs seuils. En effet, il est à noter, par exemple, que dans des conditions de pompage sévère, **l'augmentation de température inhérente à la puissance de pompe élevée se traduit par un élargissement important de la valeur du gain Brillouin [Jeong 05a] et donc par une augmentation non négligeable de la puissance d'apparition de ce phénomène.** Ainsi, dans le cas d'un pompage sévère, un gradient de température de  $100^\circ C$  entre les 2 extrémités de la fibre conduit à une réduction de la valeur de  $g_B$  de  $5 \times 10^{-11} m/W$ , qui est la valeur commune reportée dans la littérature pour un barreau de silice, à  $2,4 \times 10^{-11} m/W$ . Cette réduction du gain Brillouin conduit à une augmentation significative de la puissance seuil d'apparition de ce phénomène. Dans ce cas, ainsi, aucun problème dû à l'apparition de la D.B.S. n'a été reporté alors que la puissance atteignait  $264 W$ , puissance limitée par la puissance de pompe, dans une fibre de diamètre de cœur  $25 \mu m$  et d'ouverture numérique  $0,06$  utilisée en amplification d'une source très cohérente de largeur spectrale  $60 kHz$ . Nous supposons que la longueur de fibre utilisée dans ce cas est de  $6,5 m$ , la même fibre étant utilisée dans des conditions similaires de pompage par les mêmes auteurs [Jeong 05b], correspondant à une absorption de  $13 dB$  de la puissance de pompe (la longueur de fibre retenue dans la référence n'est pas mentionnée). Ces paramètres introduits dans notre calcul conduisent à une valeur seuil d'environ  $20 W$  qui est donc très largement pessimiste.

Ceci doit conduire à une grande prudence dans la manipulation de ces chiffres et ne permet pas de s'affranchir de l'expérimentation. Ces calculs autorisent, toutefois, à dégager des tendances qui servent à l'optimisation des paramètres critiques dans le développement d'architectures d'amplificateurs de puissance performantes. Nous avons ainsi résumé dans le tableau 2.4 les valeurs des puissances seuils des effets de diffusion Raman et Brillouin stimulées pour chacune des fibres dont nous avons fait usage durant notre étude.

### Comportement dynamique des D.B.S. et D.R.S.

Si la gestion du comportement stationnaire ou quasi-stationnaire de la diffusion Brillouin ou Raman stimulée peut être traitée par équivalence, leurs comportements dynamiques sont très différents. Ils ne font, en effet, pas intervenir la dynamique des mêmes ondes ou processus. Ainsi, dans le cas de la D.R.S. on parle de comportement quasi-continu pour des impulsions de durée  $1$  à  $100 ns$ , la détermination du seuil dans ce cas est donc traitée comme dans la section précédente. Par contre pour la D.B.S., dès que la durée des impulsions devient plus petite que la durée de vie du phonon, il faut en inclure la dynamique dans l'étude de l'évolution temporelle de la diffusion Brillouin.

Pour des impulsions ultra-courtes (de durée plus petite que  $100 ps$ ), la D.R.S. survient sur des distances de l'ordre de  $L_W = T_0 / |v_{gsignal}^{-1} - v_{gS}^{-1}|$  ( $v_{gsignal}$  et  $v_{gS}$  sont les vitesses de groupe respectives de l'onde signal et de l'onde Stokes) même si la longueur de fibre est bien plus importante. Il faut alors, du fait notamment de l'augmentation de la puissance crête, tenir compte des effets de l'automodulation de phase dans la dynamique de l'effet Raman. Celui-ci est de fait limité pendant le temps de recouvrement de l'impulsion et de l'onde Stokes [Agrawal 95].

Dans le cas de la diffusion Brillouin, considérons  $T_B$  la durée de vie du phonon. Alors

si la durée  $T_0$  de l'impulsion est telle que  $T_0 < T_B$ , il faut inclure la dynamique du phonon dans la gestion du comportement temporel de la D.B.S.. Dans le cas contraire,  $T_0 > T_B$ , l'intensité de l'onde Stokes Brillouin présente des oscillations de relaxation qui peuvent se transformer en oscillations contrôlées et régulières pour l'onde Stokes et l'onde signal sous l'effet d'une contre-réaction optique. Ces effets sont alors parfaitement décrits par les équations d'amplitude couplées 2.30 et 2.31 dans lesquelles  $v_g$  est la vitesse de groupe<sup>2</sup>.

$$\frac{\partial I_S}{\partial z} - \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_S}{\partial t} = -g_B I_{signal} I_S + \alpha I_S \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial I_{signal}}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial I_{signal}}{\partial t} = -g_B I_{signal} I_S - \alpha I_{signal} \quad (2.31)$$

Dans le cas où  $T_0 < T_B$ , les équations couplées 2.30 et 2.31 doivent inclure une troisième équation pour l'onde acoustique afin de tenir compte du comportement transitoire du phonon. Toutefois, on a tendance à considérer que la diffusion Brillouin stimulée ne survient pas pour des impulsions courtes car le seuil est considérablement augmenté [Agrawal 95]. Même pour des signaux continus, la D.B.S. peut être supprimée en modulant la phase du signal continu au delà de 100 MHz. De telles modulations diminuent la diffusion Brillouin en augmentant la largeur spectrale de la source. Il s'agit là d'ailleurs d'une technique largement répandue afin de se prémunir de cet effet lors de la montée en puissance en amplification d'une source monomode longitudinale [Cashen 03, Stoltz 96].

### 2.5.2 Les effets induits par effet Kerr optique

La plupart des effets d'optique non linéaire trouvent leur origine dans la réfraction non linéaire. Il s'agit là d'un phénomène qui traduit la dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité lumineuse au travers de la susceptibilité d'ordre 3  $\chi^{(3)}$ . Cette dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité se retrouve simplement dans la relation 2.32 dans laquelle on a  $n_2 = \frac{3}{8n} \Re(\chi^{(3)})$ . Dans cette relation,  $\Re$  désigne la partie réelle.

$$\tilde{n}(\omega, |E|^2) = n(\omega) + n_2 |E|^2 \quad (2.32)$$

La phase du champ se propageant dans le milieu non linéaire est alors

$$\phi = \tilde{n}k_0L = n(\omega)k_0L + n_2 |E|^2 k_0L,$$

le second terme de cette relation étant la phase non linéaire  $\phi_{NL}$  responsable de l'auto-modulation de phase. Celle-ci est un des 2 phénomènes, avec le mélange à 4 ondes, que nous nous proposons de présenter dans ce qui suit.

Notre propos ici n'est pas de développer la théorie afférente à ces effets car ils n'ont pas constitué le cœur de notre étude. Nous y avons, par contre, été confrontés. Notre objectif alors a été de développer des techniques originales permettant de s'en affranchir ou de repousser leur seuil d'apparition lors de la montée en puissance de systèmes à fibre dopée  $Yb^{3+}$ . C'est en ce sens, que le but de cette section est simplement de faire ressortir des expressions analytiques des pénalités induites par ces phénomènes sur le système au cours de l'élévation de la puissance de sortie et d'en dégager des ordres de grandeur.

<sup>2</sup>Par définition,  $v_g = \partial\omega/\partial k$  avec  $\omega$  la fréquence optique et  $k$  le vecteur d'onde

## L'automodulation de phase

L'automodulation de phase (ou SPM en anglais pour « Self Phase Modulation ») est une conséquence de la dépendance de l'indice de réfraction à l'intensité du champ. Elle survient donc en régime de modulation de l'intensité du signal et résulte en un élargissement ou un affinement spectral selon la fréquence de modulation du signal optique [Limpert 02]. Ainsi, dans le cas d'impulsions à transformée de Fourier limitée ou chirpées positivement, l'automodulation de phase se traduit-elle par un élargissement spectral alors que dans le cas d'impulsions chirpées négativement elle a pour conséquence un affinement spectral. L'automodulation de phase peut être vue comme l'équivalent temporel de l'autofocalisation.

La dépendance de la phase non linéaire  $\phi_{NL}$  est liée à la variation de l'intensité du signal  $|\vec{E}(0, t)|^2$  et de l'indice non linéaire du milieu  $n_2$  (cf. figure 2.8).

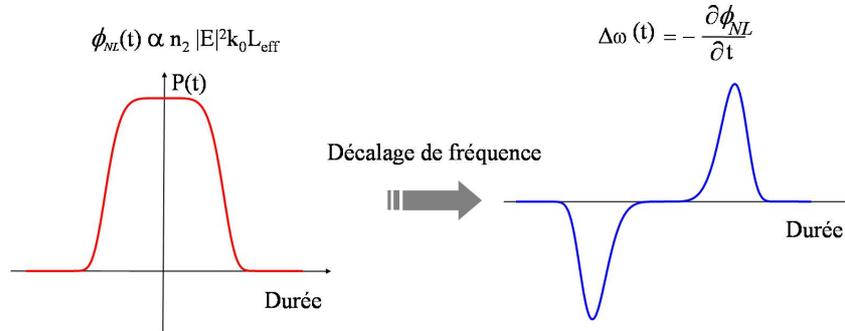


FIG. 2.8 – Dépendance de la phase non linéaire à la fréquence optique dans un processus d'automodulation de phase (schéma de principe)

Pour décrire l'automodulation de phase il faut résoudre l'équation de Schrödinger non linéaire. Dans le cas où la durée des impulsions est supérieure à 1 ps et où l'on peut négliger les effets de la dispersion de la vitesse de groupe  $\beta_2 = \frac{d}{d\omega}(\frac{1}{v_g})$ , cette équation se réduit à l'équation de propagation 2.33. Dans cette équation,  $\vec{E}(z, t)$  est l'amplitude du champ normalisée [Agrawal 95]. Pour notre étude, nous nous placerons dans le cadre de ces approximations.

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = i\gamma_{Kerr}^{Yb} P_0 \exp(-\alpha z) |\vec{E}|^2 \vec{E} \quad (2.33)$$

Dans cette équation,  $\alpha$  est le coefficient de perte linéaire de la fibre,  $P_0$  est la puissance crête et  $\gamma_{Kerr}^{Yb}$  le paramètre de Kerr non linéaire dans une fibre dopée  $Yb^{3+}$ . Il est relié au coefficient d'indice non linéaire  $n_2$  par la relation 2.34. Dans celle-ci  $\gamma_{Kerr}^{Yb}$  est exprimé en  $[W^{-1}m^{-1}]$ ,  $n_2$  est exprimé en  $[m^2W^{-1}]$ .

$$\gamma_{Kerr}^{Yb} = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (2.34)$$

L'équation 2.33 se résout simplement et on obtient alors l'amplitude du champ :

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}(0, t) \exp[\phi_{NL}(z, t)] \quad (2.35)$$

avec

$$\phi_{NL}(z, t) = |\vec{E}(0, t)|^2 L_{eff} \gamma_{Kerr}^{Yb} P_0 \quad (2.36)$$

Ces équations traduisent le fait qu'au cours de sa propagation de long de la fibre l'intensité du champ demeure inchangée,  $|\vec{E}(z, t)|^2 = |\vec{E}(0, t)|^2$ , tandis que son amplitude dépend du décalage de phase qui lui varie selon  $z$  et  $t$ . L'élargissement spectral induit par l'automodulation de phase est alors la conséquence de la dépendance au temps de  $\phi_{NL}(z, t)$  car elle implique une variation de **la fréquence optique**  $\omega$  instantanée traduite par 2.38.  $L_{eff}$  la longueur effective toujours définie par la relation 2.21.

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial t} \quad (2.37)$$

$$= -\frac{\partial |\vec{E}(0, t)|^2}{\partial t} L_{eff} \gamma_{Kerr}^{Yb} P_0 \quad (2.38)$$

Le maximum du décalage de phase est obtenu au milieu de l'impulsion. Dans le référentiel choisi pour définir ces équations, ceci survient pour  $t = 0$ . Dans ce cas, l'élargissement spectral engendré par automodulation de phase est lui aussi maximisé et prend pour expression  $\Delta\omega(0)$ . Sa valeur est calculée connaissant les paramètres de l'amplificateur (longueur effective  $L_{eff}$ , puissance crête  $P_0$ , durée d'impulsion  $\Delta t$ ), le paramètre de Kerr non linéaire  $\gamma_{Kerr}^{Yb}$  de la fibre retenue et en se souvenant que  $|\vec{E}(0, 0)|^2 = 1$ .

$$\Delta\omega(0) \cong \gamma_{Kerr}^{Yb} \frac{P_0}{\Delta t} L_{eff} \quad (2.39)$$

En pratique la déformation peut être relativement importante puisqu'elle peut atteindre  $100 \text{ GHz}$  (soit approximativement  $0,8 \text{ nm}$ ) pour  $P_0 = 1 \text{ kW}$  pour des impulsions de durée  $10 \text{ ps}$  [Jaouen 05]. A contrario, nous avons pu trouver une solution afin de limiter l'élargissement spectral du à l'automodulation de phase à moins de  $0,08 \text{ nm}$  jusqu'à des puissances crêtes de  $1,7 \text{ kW}$  dans des impulsions de durée inférieure à  $2 \text{ ns}$  comme nous le montrerons dans le § 4.3.1 de ce mémoire relatif aux méthodes permettant une minimisation des pénalités induites par les effets de l'automodulation de phase. **Ceci constitue un résultat original obtenu au cours de nos travaux et qui a d'ailleurs pu être publié** [Grot 05].

### Le mélange à 4 ondes

Le mélange à 4 ondes consiste à faire interagir 2 ondes pompes  $\vec{E}_{p_1}, \vec{E}_{p_2}$  et une onde signal  $\vec{E}_3$  de fréquences optiques  $\omega_1, \omega_2$  et  $\omega_3$  dans un milieu non linéaire du troisième ordre. Celles-ci génèrent une onde à la fréquence  $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ . On peut montrer [Agrawal 95] que l'amplitude des enveloppes des champs créés varie exponentiellement le long de l'axe de propagation de la fibre selon un terme de gain paramétrique  $g_{Kerr}$  dont l'amplitude est maximale lorsque la condition d'accord des constantes de propagation est réalisée. Autrement dit lorsque [Shibata 87]

$$\Delta\beta = (\tilde{n}_4\omega_4 + \tilde{n}_3\omega_3 - \tilde{n}_2\omega_2 - \tilde{n}_1\omega_1)/c = 0.$$

On montre par ailleurs (cf. équation 2.40) la dépendance de la variation des constantes de propagation au paramètre de dispersion  $D$ . Dans cette équation  $f = \omega/2\pi$  et on a

supposé qu'on pouvait négliger la variation de la dispersion à la longueur d'onde  $dD/d\lambda$  par rapport à la valeur  $D$  de la dispersion. Approximation qui reste valable tant que la longueur d'onde reste éloignée des longueurs d'onde à dispersion chromatique nulle [Shibata 87]. Ceci est parfaitement justifiée dans le cas d'une étude dans la bande spectrale 1000 – 1100 nm. L'efficacité  $\eta$  et le rapport de la puissance de l'onde générée par mélange à 4 ondes  $P_g$  sur la puissance de sortie en fonction de la puissance sur chaque voie d'entrée s'en déduisent (cf. équations 2.41 et 2.42 [Jaouen 00]). Pour rappel,  $\alpha$  est le coefficient de perte linéique de la fibre à la longueur d'onde considérée.

$$\Delta\beta = \frac{2\pi\lambda^2}{c}\Delta f D \quad (2.40)$$

$$\eta = \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \Delta\beta^2} \left(1 + \frac{4e^{-\alpha L} \sin^2(\Delta\beta L/2)}{1 - e^{-\alpha L}}\right) \quad (2.41)$$

$$\frac{P_g}{P_s} = \left(\frac{\mathcal{D}}{3} \gamma_{Kerr}^{Yb} \frac{\exp(gL)}{g}\right)^2 P_1 \times P_2 \exp(gL) \eta \quad (2.42)$$

Dans ces formules  $L$  est la longueur du matériau non linéaire ici la fibre,  $G_{dB} = \exp(gL)$  est le gain de l'amplificateur et  $\mathcal{D}$  est un facteur de dégénérescence. Il vaut  $\mathcal{D} = 1$  lorsque toutes les fréquences entrant en jeu dans le processus de mélange à 4 ondes sont identiques,  $\mathcal{D} = 3$  lorsque 2 des fréquences sont identiques et  $\mathcal{D} = 6$  lorsqu'elles sont toutes différentes. Ces relations nous permettront dans la suite de notre étude de traiter de la puissance critique à laquelle un élargissement spectral peut survenir au cours de l'amplification d'une source très cohérente à 1  $\mu\text{m}$  (cf. § 4.3) et engendré par mélange à 4 ondes.

## 2.6 Nouveaux types de fibres optiques

Comme nous venons de le voir (cf. le paragraphe traitant des effets non linéaires pages 43) de nombreux phénomènes peuvent venir entraver une montée en puissance dans des systèmes de lasers ou d'amplificateurs à fibres optiques. C'est pourquoi de nouveaux types de fibres optiques se sont fait jour afin d'essayer de contrer les pénalités engendrées par cette élévation de la puissance, tout en essayant de conserver ce qui fait l'attrait d'un système fibré : compacité, stabilité mécanique, flexibilité, qualité de faisceau [Siegman 93] ... Nous dressons dans ce qui suit un bref tour d'horizon des fibres aujourd'hui disponibles pour atteindre ces objectifs. Le développement de ces nouvelles fibres est étroitement lié aux notions de diamètre de mode (cf. page 61), d'ouverture numérique (cf. page 13) et de qualité de faisceau. La qualité de faisceau est, en effet, une des caractéristiques reconnues des lasers à fibre qui les rendent, en général, attractifs par comparaison aux lasers solides conventionnels et qu'il est important de préserver au mieux. La qualité de faisceau est donnée par le paramètre  $M^2$ . Nous traitons aussi ce point.

### 2.6.1 La qualité de faisceau

La qualité de faisceau d'un laser est un des paramètres les plus critiques car il détermine la manière dont le faisceau pourra être focalisé ou au contraire la façon dont il va se disperser en champ lointain. C'est pourtant un des premiers paramètres qu'une élévation de la puissance tend à dégrader.

Ainsi, lorsque la puissance de sortie d'un système à fibre atteint, voire dépasse celle de lasers solides conventionnels, une attention particulière est portée afin de maintenir  $M^2$  à une valeur aussi petite que possible. En témoigne la richesse de l'édition traitant de ce point sur ces dernières années [Wessels 03, Cheng 05, Boulet 05].  $M^2$  est un nombre sans dimension caractérisant le degré d'imperfection d'un faisceau laser réel en rapport avec un faisceau laser théorique parfaitement gaussien. La plus petite valeur que puisse prendre  $M^2$  est obtenue pour ce type de faisceau et vaut alors 1. Dans ce cas, le faisceau est monomode longitudinal ou  $TEM_{00}$ . Au delà de cette valeur unitaire, plus  $M^2$  sera important plus le faisceau sera multimode et plus la taille du spot une fois le faisceau refocalisé sera grande. De manière simple,  $M^2$  peut-être défini comme le ratio de la divergence  $\Phi$  d'un faisceau réel sur la divergence  $\Theta$  du faisceau théorique de même diamètre de pincement (ou « waist ») (cf. relation 2.43 et figure 2.9).

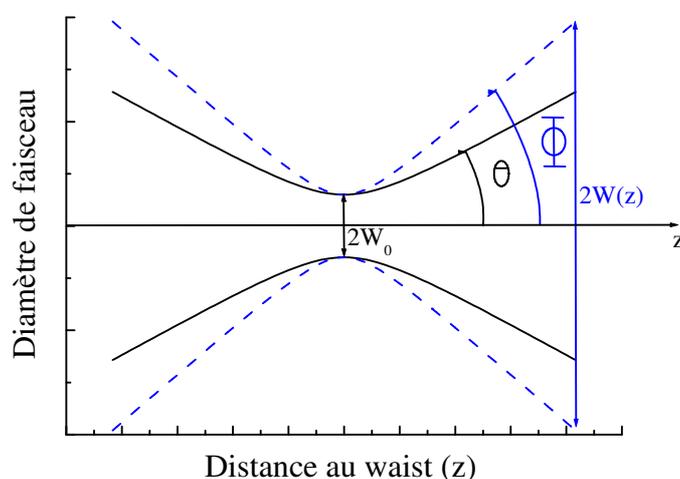


FIG. 2.9 – Diamètres d'un faisceau réel (pointillés) et d'un faisceau Gaussien (trait plein) en fonction de la distance au waist

$$M^2 = \frac{\Phi}{\Theta} \quad (2.43)$$

Si l'on considère le faisceau comme gaussien dans le plan de sortie de la fibre, le champ est à symétrie de révolution circulaire et est donné par :

$$E(r) = E(0) \exp\left(\frac{-r^2}{w_0^2}\right)$$

avec  $r$  la distance au cœur de la fibre.

(2.44)

Dans l'équation 2.44,  $w_0$  est le rayon du faisceau au waist. Dans le cas du faisceau émergent d'une fibre et non collimaté, ce paramètre est aussi le rayon du mode qui s'obtient à partir de la relation de Marcuse (cf. page 61). Le rayon du faisceau à la distance  $z$  de la face de la fibre varie alors selon la relation 2.45 [Joindot 96]. Le faisceau se propage donc longitudinalement selon une hyperbole, inclinée par rapport à l'axe d'un angle  $\Phi =$

$\tan^{-1}(\lambda z/\pi w_0)$ . Pour le faisceau gaussien théorique  $\Theta = \tan^{-1}(\lambda/\pi w_0)$  et dans ce cas, la divergence est très faible et cette relation peut-être approximée à  $\Theta \simeq \lambda/\pi w_0$ .

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{\lambda z}{\pi w_0^2}} \quad (2.45)$$

Pour le faisceau réel quand  $z$  devient grand devant  $\lambda$ , on aboutit, après quelques manipulations algébriques à la relation 2.47 [Davis 95].

$$\sin^2 \Phi = 1 - \tan^2 \Phi \quad (2.46)$$

$$= O.N.^2 \quad (2.47)$$

O.N. est l'ouverture numérique de la fibre. Une approximation supplémentaire peut-être faite si l'on considère le cas de rayons faiblement divergents. Alors  $\sin \Phi \simeq \Phi$ , ce qui nous permet d'écrire une relation très simple donnant une valeur de  $M^2$  pour un signal à la longueur d'onde  $\lambda$  se propageant le long d'une fibre connaissant son diamètre de mode  $\phi_{mode}$  et son ouverture numérique (cf. équation 2.48).

$$M^2 \simeq \frac{\pi \phi_{mode} O.N.}{2\lambda} \quad (2.48)$$

## 2.6.2 Structure à large surface de mode

Bien souvent la résolution d'un problème dans un système se joue en amont de la réalisation même de ce système c'est-à-dire au moment de la fabrication des divers éléments le constituant. Il en va ainsi de l'augmentation du seuil des effets non linéaires dans un système à fibre susceptible d'en être affecté. Pour s'en affranchir, il faut agir sur le levier consistant à diminuer la densité d'énergie dans le cœur de la fibre :

- soit en augmentant le diamètre du cœur à ouverture numérique constante,
- soit en diminuant l'ouverture numérique du cœur à diamètre constant.

La première technique présente l'avantage de mener à des fibres qui restent faciles à manipuler, peu sensibles aux pertes par courbures mais qui conduisent à une dégradation de la qualité de faisceau (cf. paragraphe 2.6.1). La seconde permet quant à elle de maintenir la fréquence réduite à une valeur faible mais conduit à des fibres très sensibles aux rayons de courbure ce qui peut nuire à leur intégration. On parle alors respectivement de **fibre à large cœur** ou de **fibre à large surface de mode**. Pour illustrer notre propos, considérons une fibre de diamètre de cœur  $20 \mu m$  et d'ouverture numérique 0,14. Cette fibre ne permet pas une propagation monomode à  $1 \mu m$  sa fréquence réduite étant égale à 8,26 ( $\lambda = 1064 nm$ ). Son diamètre de mode  $\phi_{mode}$  est alors approximativement<sup>3</sup> de  $10,1 \mu m$  et  $M^2$  prend pour valeur 2,1. Si maintenant on augmente son diamètre de cœur de  $20$  à  $30 \mu m$ , sans changer son ouverture numérique, son diamètre de mode augmente pour atteindre  $14,5 \mu m$ . A l'inverse sa qualité de faisceau se dégrade, la valeur de  $M^2$  augmentant à 3.

Considérons maintenant, qu'à l'inverse, nous diminuons l'ouverture numérique de la fibre de 0,14 à 0,08 sans faire varier le diamètre de cœur. Dans ce cas, le diamètre de mode  $\phi_{mode}$  croît de  $10,1 \mu m$  à  $11,4 \mu m$  et la valeur de  $M^2$  s'améliore elle à 1,3. Ces résultats sont consignés dans le tableau 2.5.

<sup>3</sup>Pour faire ce calcul, nous nous servons des relations présentées au § 2.7.1 et plus particulièrement, nous retenons l'approximation d'un mode gaussien.

O.N.	$\phi_{cœur}$ (en $\mu m$ )	$\phi_{mode}$ (en $\mu m$ )	$M^2$
0,14	20	10,1	2,1
0,14	30	14,5	3
0,08	20	11,4	1,3
0,08	30	15,6	1,8

TAB. 2.5 – Diamètres de modes et qualités de faisceau pour diverses fibres large cœur ou à large surface de mode

Aucune de ces deux solutions n'est, a priori, meilleure que l'autre. Chacune ne vaut qu'en regard d'une application donnée. Ainsi, une application au marquage industriel ne requiert pas la même qualité de faisceau qu'une application LIDAR. Dans les 2 cas pourtant, la puissance crête peut atteindre voir dépasser 10  $kW$ . Nous donnons en figure 2.10 quelques valeurs, théoriques et mesurées de qualité de faisceau pour divers diamètres de mode. Ces valeurs laissent apparaître des écarts entre les calculs et la pratique. Ces écarts s'expliquent de la manière suivante :

- pour le calcul, nous avons été amenés à faire quelques approximations. Notamment, nous avons utilisé la formule de Marcuse même pour des valeurs de fréquences réduites supérieures à 4, là où la précision de cette formule tombe à moins que 1 %.
- les valeurs mesurées sont légèrement meilleures que les valeurs théoriques car des méthodes permettant d'améliorer la valeur de  $M^2$  existent [Wessels 03] qui ne sont pas prises en compte par le modèle.

Les valeurs mesurées laissent aussi apparaître des points (entourés d'une ellipse sur la figure 2.10) pour lesquels la valeurs de  $M^2$  diffèrent bien que  $\phi_{mode}$  lui ne change pas. Ceci s'explique par le fait que ces valeurs ont été obtenues à des niveaux de puissance différents et met en évidence une dépendance de la qualité de faisceau aux effets de thermalisation qui peuvent survenir à forte puissance [Dominic 99].

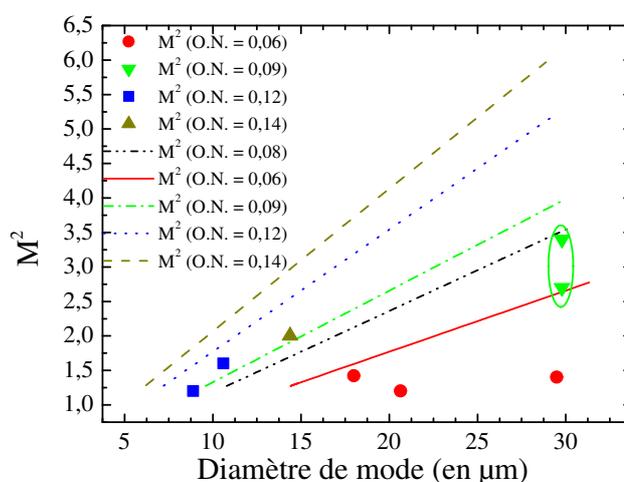


FIG. 2.10 –  $M^2$  théoriques (traits) et mesurés (points) en fonction de  $\phi_{mode}$

Nous complétons notre discussion par la présentation, en figure 2.11, du profil d'un faisceau quasi-gaussien dont le paramètre de  $M^2$  reste aussi petit que 1,56 (mesure). Le laser en sortie duquel cette analyse de faisceau est effectuée possède une fibre de sortie de cœur de diamètre  $20\ \mu\text{m}$  et d'O.N. 0,12. Ceci conduit à une valeur théorique de  $M^2$  égale à 1,8. La valeur mesurée est donc ici meilleure que la valeur théorique bien que l'énergie transportée par chaque impulsion de ce système laser fonctionnant en régime d'impulsions soit importante ( $0,5\ \text{mJ}$ ). Ceci est rendu possible car des techniques d'enroulement particulières de la fibre ont été mises en œuvre qui permettent d'améliorer la qualité de faisceau réelle par rapport aux valeurs théoriques [Koplow 00].

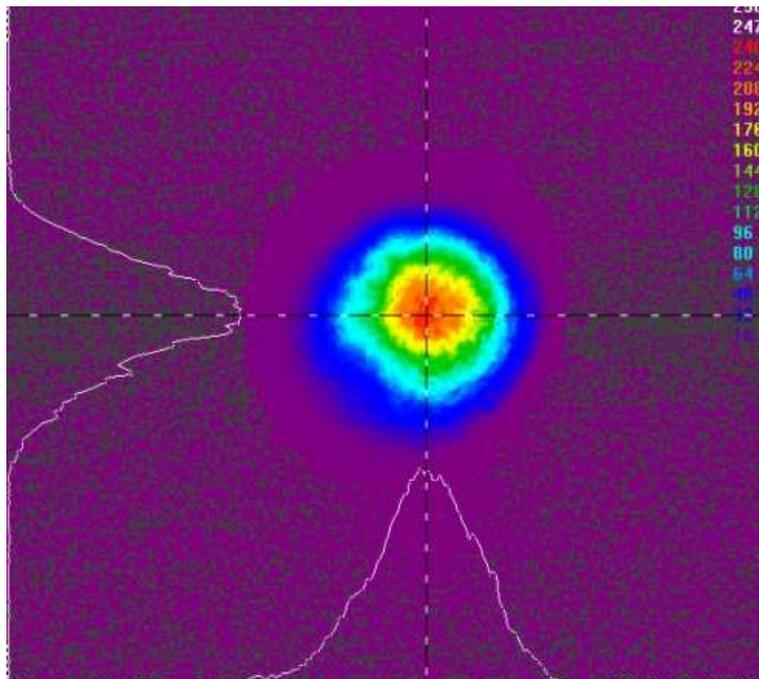


FIG. 2.11 – Profil de faisceau mesuré en sortie d'une fibre de diamètre de cœur  $20\ \mu\text{m}$  et d'O.N. 0,12.

### 2.6.3 Les fibres microstructurées

Une fibre à cristal photonique<sup>4</sup>, ou encore fibre à trous ou fibre microstructurée, est une fibre en silice possédant quantité ordonnée de trous d'air sur toute sa longueur (cf. fig. 2.13). Les fibres microstructurées air-silice les plus communes sont étirées à partir d'un arrangement de capillaires organisés sur la base d'une matrice triangulaire. La zone du cœur est obtenue en remplaçant le capillaire au centre de l'arrangement par un barreau de silice pure - dans le cas d'une fibre non dopée - ou par un barreau de silice dopée - dans le cas d'une fibre dopée - . Cet ordonnancement forme une matrice constituée d'une succession de trous de diamètre  $d$  et séparés (distance centre à centre) d'une distance  $\Lambda$  comme illustré sur la figure 2.12. Ces fibres ont, au cours des dernières années, suscité un vif intérêt du fait de leurs caractéristiques de propagation non conventionnelles. Par

<sup>4</sup>Un cristal photonique est un matériau dont l'indice effectif varie périodiquement avec une période comparable à la longueur d'onde considérée

exemple, en choisissant convenablement le couple  $(d, \Lambda)$  on peut garantir une propagation monomode sur une bande spectrale exceptionnellement importante pour des champs présentant une très petite ou au contraire une très grande surface effective [Hilaire 03].

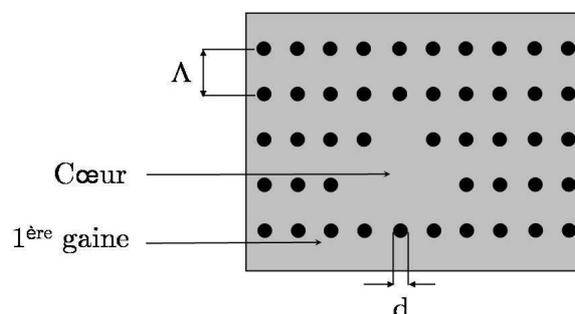


FIG. 2.12 – Illustration des paramètres  $d$  et  $\Lambda$  d'une fibre microstructurée

Proposée en 1992, la première fibre de ce type qui ait été réalisée date de 1996 [Knight 96]. Rapidement alors, les 1<sup>ers</sup> effets lasers ont été obtenus en sortie de telle fibre [Wadsworth 01, Furusawa 01]. De même que pour les fibres conventionnelles à saut d'indice, il est possible de réaliser des fibres à cristal photonique à structure double-gaine, qui plus est à cœur dopé. Le guidage de la lumière est possible en ayant recours à divers mécanismes. Soit, en utilisant le fait que seules certaines fréquences peuvent se propager dans la région centrale de plus bas indice (cœur), ces fréquences constituant des valeurs interdites ne pouvant se propager pour la région à maillage périodique air-silice de plus bas indice. Soit par réflexion totale interne entre le cœur en silice et la gaine à maillage air-silice. Ou bien encore, par réflexion totale interne en considérant la différence d'indice effectif moyen entre la région centrale tout en silice de plus fort indice et la gaine aérée [Eggleton 00]. Les propriétés intrinsèques de ce type de fibre en font un candidat de choix pour les applications de forte puissance.

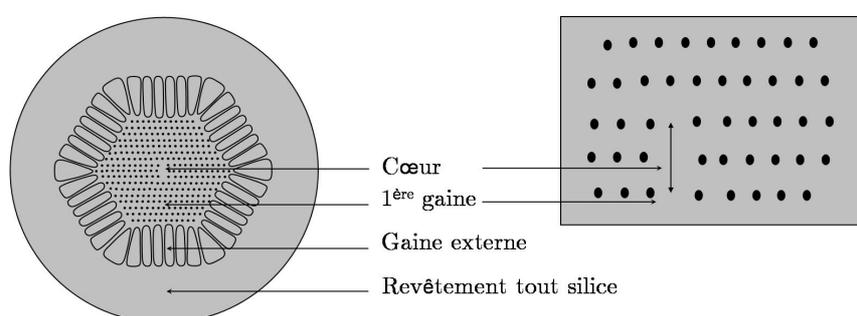


FIG. 2.13 – Profil d'une fibre optique à cristal photonique

En règle générale, on considère que les fibres sont peu sensibles aux effets thermiques, même lorsque la puissance qu'elles transportent devient importante, car elles possèdent une large surface d'échange avec l'extérieure favorisant la dissipation. Une élévation de

température trop importante constitue, toutefois, un facteur limitant la montée en puissance dans les fibres à gaine polymère. En effet, celle-ci devient alors très sensible aux moindres défauts qui peuvent la fragiliser et la détruire progressivement. Dans les fibres à cristaux photoniques, rien de tel ne peut survenir, la matrice ne contenant que de la silice percée de trous, il n'y a donc au cours de la propagation de la lumière dans la première gaine pas d'interaction matière-rayonnement entre celle-ci et une gaine polymère. Cet avantage est, toutefois, à mettre en balance avec une diminution de l'efficacité de la dissipation thermique au sein même d'une fibre à trous, l'évacuation de la chaleur étant perturbée par la présence d'air.

Une fibre microstructurée peut aussi permettre une maximisation de l'absorption par une augmentation de l'ouverture numérique de la gaine par rapport à une fibre conventionnelle à saut d'indice. L'accroissement de l'ouverture numérique permet alors d'augmenter le rapport  $\phi_{\text{cœur}}/\phi_{\text{gaine}}$  et donc l'absorption (cf. relation 1.3). Il faut, toutefois, garder à l'esprit qu'une augmentation du diamètre de cœur sans maîtrise des autres paramètres de la fibre peut conduire à une propagation multimode du signal. Ceci n'est pas souhaitable, même pour des applications de forte puissance. Outre un intérêt économique, ceci présente l'avantage de pouvoir avoir recours, pour un même niveau d'absorption, à de plus courtes longueurs de fibre, augmentant ainsi le seuil d'apparition des effets non linéaires [Roy 05, Limpert 03]

En effet, tout le challenge de la montée en puissance est de conserver les avantages de la propagation sur une fibre optique (flexibilité, faible sensibilité à la chaleur, bonne qualité spatiale de faisceau, ...) malgré le nécessaire recours à des systèmes de pompe de qualité spatiale de faisceau très dégradée du fait de la forte puissance délivrée, tout en minimisant les effets indésirables apparaissant lorsque la puissance transportée augmente. Avec des fibres dopées à saut d'indice, il est très difficile de conserver une qualité spatiale de faisceau unitaire et une propagation monomode lorsque la puissance dépasse quelques centaines de watts crête en régime d'impulsions car il est nécessaire d'avoir recours à des fibres de plus large cœur afin de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires. Un inconvénient peut apparaître alors car lorsque le diamètre de cœur augmente, la fréquence réduite  $V$  (cf. la relation 1.1) se rapproche et peut devenir supérieure à la valeur de 2,405 assurant une propagation monomode à la longueur d'onde de travail. Dans un système à fibre, quelle qu'elle soit, la minimisation des effets non linéaires met en balance la nécessaire augmentation du seuil d'apparition de ces effets - ceci exige une augmentation du diamètre de mode - avec la conservation de la propagation d'un mode gaussien voire idéalement  $TEM_{00}$  - ceci exigeant une diminution de l'ouverture numérique du guide -. Hors la diminution de l'ouverture numérique du guide pose 2 problèmes majeurs : elle tend à rendre la fibre très susceptible aux pertes par courbure avec un rayon critique dépendant directement de la fréquence normalisée  $V$  [Birks 97] et elle rend plus difficile l'injection de la lumière augmentant ainsi les pertes.

Les fibres microstructurées apportent une réponse pertinente à ces problèmes car elles permettent une augmentation du diamètre de mode jusqu'à  $25 \mu\text{m}$  lorsque la fibre est fabriquée par des techniques de dopage par l'indice, voire même jusqu'à  $40 \mu\text{m}$  pour les fibres dites à large surface de mode [Roy 05] tout en préservant le caractère monomode de la propagation le long du canal. En effet, considérons la formule 1.1 page 13 donnant la fréquence normalisée valable pour une fibre conventionnelle à saut d'indice. Une formule équivalente peut être établie donnant la fréquence normalisée effective  $V_{\text{eff}}$  d'une fibre microstructurée en fonction de l'espacement  $\Lambda$  entre les trous d'air [Birks 97] :

$$V_{eff} = (2\pi\Lambda/\lambda)\sqrt{n_0^2 - n_{eff}^2} \quad (2.49)$$

L'indice effectif  $n_{eff}$  est fortement dépendant de la longueur d'onde et s'établit comme suit. Dans le cas où  $\lambda \ll \Lambda$  alors  $n_{eff} = n_{si}$  avec  $n_{si}$  l'indice de la silice. Dans le cas où  $\lambda \gg \Lambda$  alors  $n_{eff} = fn_{air} + (1-f)n_{si} \equiv \bar{n}$ . Dans cette équation  $f$  définit la fraction air-trous  $f = \pi/(2\sqrt{3}) \times (d/\Lambda)^2$ . Dans le régime intermédiaire, l'indice effectif est obtenu par [Mortensen 03] :

$$n_{eff} \approx \bar{n} + (n_{si} - \bar{n}) \times \cosh^{-2}(\alpha\lambda/\Lambda) \quad (2.50)$$

Dans cette dernière équation  $\alpha$  est pratiquement unitaire même si légèrement dépendant du rapport  $d/\Lambda$ . L'indice effectif d'une telle fibre dépend davantage de la géométrie de cette structure à trous que de la nature du matériau [Wadsworth 00].

Un exemple concret permet de quantifier précisément le gain en terme de diamètre de mode et de qualité de guidage apporté par la géométrie favorable d'une fibre à cristal photonique par rapport à une fibre conventionnelle à saut d'indice. Considérons une fibre microstructurée monomode de diamètre de mode  $12 \mu m$ , de rapport  $d/\Lambda = 0,25$  et d'espacement entre trous de  $\Lambda = 6 \mu m$ . Alors d'après les équations 2.49 et 2.50 et prenant comme valeur de l'indice de la silice  $n_{si} = 1,444$ , on obtient une valeur de fréquence normalisée  $V_{eff}$  égale à 9,5 pour une ouverture numérique effective, déduite de  $V_{eff}$ , égale à 0,268.

Considérons maintenant, une fibre à saut d'indice, de même ouverture numérique mais de fréquence normalisée  $V$  égale à 2,405 afin de conserver un caractère monomode pour la propagation le long de ce guide. Le diamètre de mode  $\phi_{mode}$  pour une fibre conventionnelle est donné par la formule de Marcuse :

$$\phi_{mode} = \phi_{coeur} \times (0,65 + 1,65V^{-3/2} + 2,879V^{-6}) \quad (2.51)$$

Dans cette équation  $\phi_{coeur} = 2r$  est le diamètre de cœur de la fibre considérée. Par injection de ces valeurs dans la formule 2.51 on aboutit à un diamètre de mode de seulement  $2,14 \mu m$ . Le rayon du cœur de cette fibre serait quant à lui de  $1,52 \mu m$ . Cette formule est précise à mieux que 1 % pour  $1 < V < 4$ .

La structure à cristal photonique représente donc, en théorie, un progrès majeur dans l'augmentation du seuil des effets non linéaires, le diamètre de mode étant largement supérieur à celui d'une fibre à saut d'indice. Elle permet, en outre, d'assurer la conservation de la propagation du mode fondamental. Des études ont, par ailleurs, montré qu'une fibre à trous peut conserver ce caractère sur une très large gamme de longueurs d'onde de 458 à 1550 nm [Birks 97], voire même de 400 à 1600 nm [Mortensen 03] selon la géométrie du cœur et la valeur du ratio  $d/\Lambda$ . Il est à noter, cependant, que la théorie rejoint difficilement la pratique s'agissant de l'augmentation significative du diamètre de mode permise par une fibre à trous en comparaison à une fibre conventionnelle à saut d'indice ou bien encore s'agissant de la réduction du nombre de modes guidés. En effet, la réduction du nombre de modes conduit à des valeurs du rapport  $d/\Lambda$  plus petites que 0,1 et dans ce cas, le signal est très mal guidé. Il en va, de même, pour l'augmentation du diamètre de mode par rapport à une fibre conventionnelle [Wong 05]. Ces fibres n'ont, ainsi, pas encore, à notre connaissance, trouvé tout l'attrait au niveau commercial que ces propriétés intrinsèques prometteuses peuvent laisser entrevoir. Elles restent, de plus, difficiles à fabriquer et surtout à fusionner entre elles ou avec d'autres fibres conventionnelles.

La difficulté de fabrication provient notamment du fait que la différence d'indice entre la partie dopée et la silice doit être extrêmement faible afin que cette partie ne constitue pas en elle-même un guide d'onde [Wadsworth 03]. La difficulté à les fusionner provient de la présence de trous.

En dernier lieu, il est à noter que les fibres à cristaux photoniques présentent un caractère intéressant pour la propagation et l'amplification d'impulsions ultra-brèves. En effet, dans certains cas, ces fibres présentent des propriétés de dispersion inhabituelles avec une dispersion anormale aux alentours voire à des longueurs d'onde inférieures à  $1 \mu m$  [Ranka 00]. Elles permettent ainsi la génération et l'amplification d'impulsions  $fs$  et autorisent l'étude de systèmes entièrement à fibre à  $1 \mu m$  [Price 02] comme il est fait à  $1,5 \mu m$  en amplification à l'aide de fibres dopées  $Er^{3+}$  là où la dispersion est anormale [Lou 05]. Sans le recours à des fibres à cristaux photoniques, la compression d'impulsions dans un amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$  ne peut se faire que par passage en espace libre et à l'aide de réseaux [Hideur 01b].

#### 2.6.4 Les fibres dopées en anneau

Extraire beaucoup d'énergie d'un système à fibre dopée requiert un fort gain petit signal. Or celui-ci s'accompagne d'une augmentation importante du niveau d'émission spontanée amplifiée. On assiste alors à une saturation du gain limitant de fait l'inversion de population et donc l'énergie [Okhotnikov 98].

Une fibre double-gaine dopée en anneau, dont un profil est représenté sur la figure 2.14, permet une augmentation de la surface effective de mode et ainsi de l'énergie maximum que l'on peut extraire de la fibre par rapport à une fibre de même caractéristique opto-géométrique mais à dopage par le cœur [Nilsson 97, Nilsson 98]. Ceci se comprend aisément à l'aide de l'équation 2.53 dans laquelle  $h\nu$  est l'énergie du photon,  $n_t$  la concentration en ions dopants,  $L$  est la longueur de fibre dopée et  $A_{dop}$  la surface dopée :

$$E_{extract} = \frac{h\nu g_{sp}}{\Gamma_s(\sigma_{as} + \sigma_{es})} A_{dop} L \quad (2.52)$$

$$= g_{sp} E_{sat} L \quad (2.53)$$

Dans cette équation,  $\sigma_{as}$  et  $\sigma_{es}$  sont respectivement les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulées,  $g_{sp}$  est le coefficient de gain dans le cas d'une fibre sans perte comme défini par l'équation 1.23 et  $\Gamma_s$  l'intégrale de recouvrement du signal avec la région dopée.  $E_{sat}$  étant quant à elle définie par l'équation 2.58.

On peut aussi l'interpréter intuitivement en considérant que le dopage permet d'accroître légèrement l'indice effectif tout pendant que l'on s'éloigne du cœur comme représenté sur la courbe 2.15.

Sur la zone s'étendant jusqu'à la limite géométrique de l'anneau dopé, on peut alors considérer un indice effectif moyen supérieur à l'indice de la gaine et perçu comme tel par le champ. Le diamètre de mode, l'énergie de saturation et donc l'énergie que l'on peut extraire, sont ainsi augmentés par rapport à une fibre dopée par le cœur. Il a été montré qu'avec une telle fibre il était possible de porter l'efficacité de conversion dans un laser pompé à  $912 nm$  et émettant à  $975 nm$  à 62 %, alors qu'elle ne dépasse pas 13 % dans une fibre dopée par le cœur [Nilsson 98].

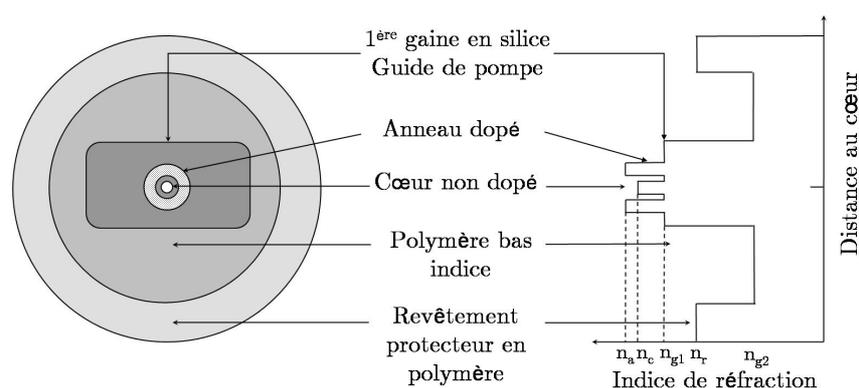


FIG. 2.14 – Profil d'une fibre optique dopée en anneau

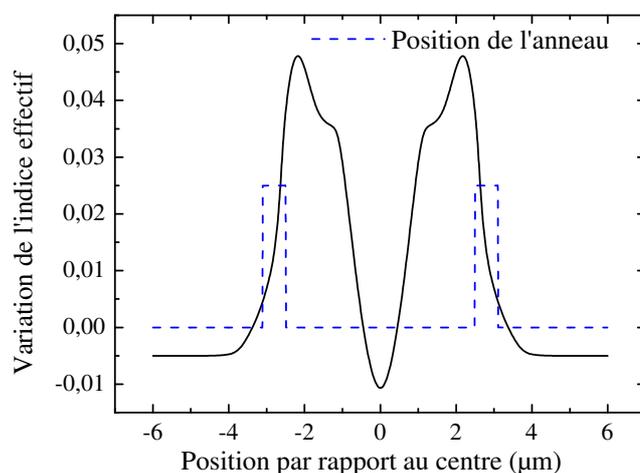


FIG. 2.15 – Variation de l'indice de réfraction d'une fibre dopée en anneau

L'importance de minimiser le gain petit signal est d'autant plus importante que l'on a à faire à un laser ou à un amplificateur fonctionnant en régime à 2 ou 3 niveaux car alors le gain petit signal est élevé. C'est moins vrai dans un système à 4 ou quasi-4 niveaux et explique certainement le peu de succès rencontré par ce type de fibre dans la plupart des applications de forte puissance utilisant un dopage aux ions  $Yb^{3+}$ . Une autre explication possible à ce relatif faible attrait suscité par ces fibres provient de leur relative faible absorption comparée à une fibre à dopage par le cœur. Celui-ci impose, de fait, l'utilisation d'une plus grande longueur de fibre. C'est une pénalité vis-à-vis du seuil d'apparition des effets non linéaires (cf. §2.5) qui peut venir, en quelque sorte, anéantir les efforts réalisés afin d'accroître l'énergie de saturation dans ces fibres dopées en anneau.

### 2.6.5 Les fibres triple-gaine

Les fibres triples gaines non dopées ont été étudiées de la fin des années 1980 jusqu'à nos jours pour leur susceptibilité à présenter une dispersion nulle à et autour de  $1550\text{ nm}$  [Furukawa 03, Karasek 88]. Ces propriétés de dispersion revêtent une importance capitale dans la propagation d'ondes soliton ou d'impulsions ultra-brèves [Lim 02, Ortac 03]. En ce sens, elles présentent un avantage par rapport aux autres fibres pour le signal.

Du point de vue du signal encore mais cette fois orienté pour des applications de puissance, les avantages de la technologie à fibre triple-gaine relèvent aussi de l'ajout d'une gaine, qui peut s'apparenter à un second cœur, entre le cœur et la première gaine d'une fibre double-gaine, ce qui permet d'utiliser les recettes de fabrication standards des cœurs dopés terres-rares tout en réduisant l'O.N. [Croteau 06]. La réduction de l'O.N. est, elle, nécessaire à l'obtention d'une fibre à grande surface du mode. L'ajout de cette première gaine entre le cœur et la seconde gaine d'une fibre double-gaine, permet ainsi d'obtenir des fibres dont l'ouverture numérique du cœur est très faible mais qui, pour autant, demeurent très peu sensibles aux pertes par courbures. Cette géométrie prometteuse combine ainsi les avantages des fibres à large surface de mode obtenue par une réduction de l'O.N. du cœur sans en posséder l'inconvénient majeur qui conduit à des fuites de lumière par courbures importantes. Un dessin de principe d'une telle fibre est représentée sur la figure 2.16. Dans ce cas, les dimensions de la première gaine sont légèrement supérieures à celles du cœur.

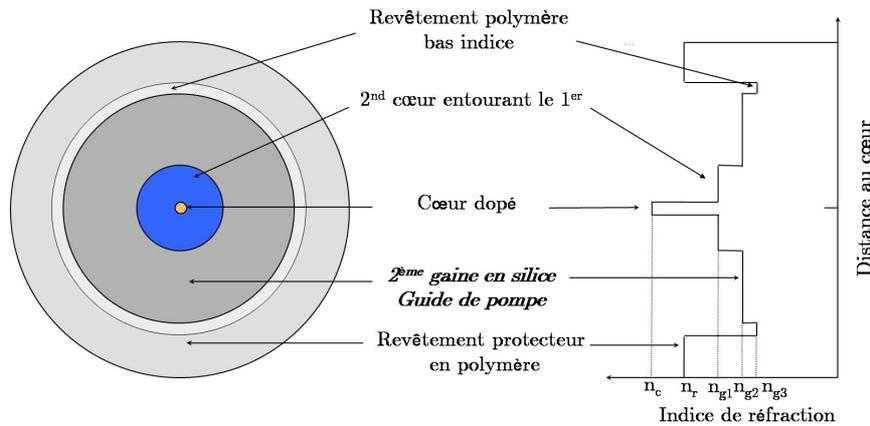


FIG. 2.16 – Profil d'une fibre optique triple-gaine développée pour élargir le diamètre de mode

Du point de vue de la lumière de pompe et toujours pour des applications de puissance, une fibre triple-gaine dopée peut être développée de manière à posséder une ouverture numérique entre la première gaine et la seconde et un diamètre qui soient compatibles avec les diamètres et ouvertures numériques des fibres multimodes de pompe en sortie des combineurs ou diodes de pompe de forte puissance [Nuf05]. La lumière de pompe est injectée dans la 1<sup>ère</sup> gaine et est, dans ce cas, guidée par réflexion totale à l'interface entre cette gaine et la seconde en silice de plus bas indice. La lumière de pompe se propage alors, comme dans une fibre double-gaine, en traversant le cœur où elle est absorbée. Le schéma de principe d'une telle fibre est représenté sur la figure 2.17 et dans ce cas le diamètre de la première gaine est étendu par rapport à l'exemple de la figure 2.16. L'ouverture numérique entre ces 2 guides est de l'ordre de 0,2 à 0,3.

De très fortes puissances de pompe (de l'ordre ou supérieures au kilowatt) peuvent encore être injectées dans la seconde gaine pour se propager à l'interface avec un polymère de bas indice. L'ouverture numérique de cette gaine est cette fois de l'ordre de 0,45 ce qui la rend compatible pour un pompage à l'aide d'un combineur de pompe sur fibre double-gaine. Le polymère reste alors sensible aux élévations importantes de température, et il peut s'avérer nécessaire, comme dans une fibre double-gaine, de mettre en place une solution de dissipation.

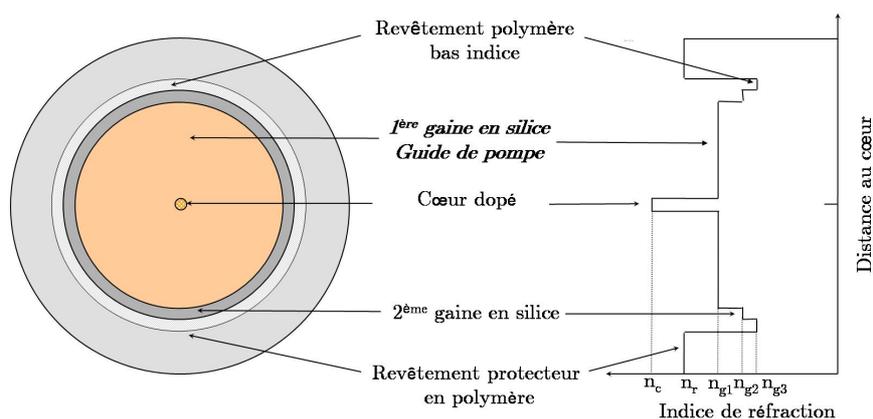


FIG. 2.17 – Profil d'une fibre optique triple-gaine développée pour permettre une injection d'une grande puissance de pompe

## 2.7 L'énergie de saturation et l'énergie maximum extractible

La détermination des diamètres ou surfaces effectives de mode ( $\phi_{mode}$  et  $A_{eff}$  respectivement) et de l'énergie de saturation  $E_{sat}$  se révèle cruciale pour l'analyse du comportement d'un amplificateur que ce soit lorsque celui-ci fonctionne en régime de fonctionnement continu ou en régime d'impulsions. Nous nous attardons dans ce qui suit sur leurs calculs. En effet, pour la poursuite de nos objectifs, nous avons été amenés à développer un modèle simple d'analyse du comportement d'un amplificateur en régime d'impulsions (cf. Chap. 5). Rien ne peut exister alors sans connaissance de ces paramètres pour la fibre utilisée comme milieu amplificateur. Nous nous sommes attachés à aboutir à un calcul simple des valeurs de surface effective et d'énergie de saturation afin que notre modèle nous permette de dégager **des tendances de comportement d'amplificateurs**. Elles dépendent, notamment, de l'ouverture numérique O.N. de la fibre et de sa fréquence réduite  $V$ . Parvenir à un modèle simple requiert le recours à diverses solutions analytiques pour le calcul de la surface effective  $A_{eff}$  selon la nature de la fibre dopée.

Pour ce faire, la définition d'un certain nombre de paramètres est nécessaire :

- soit  $h\nu_s$  l'énergie transportée par un photon (en  $[J]$ ),
- soit  $\sigma_{es}$  et  $\sigma_{as}$  les sections efficaces d'émission et d'absorption de la fibre en question à la longueur d'onde signal (en  $[m^2]$ ),
- soit  $A_{eff}$  la surface effective de mode (en  $[m^2]$ ),
- soit  $A_{coeur}$  la surface de la région dopée, le plus souvent, le cœur (en  $[m^2]$ ),

- et soit  $\Gamma_s$  l'intégrale de recouvrement du signal avec la région dopée (sans unité) et définie par  $\Gamma_s = A_{eff}/A_{coeur}$ .

### 2.7.1 La fréquence réduite et le calcul du diamètre de mode

La fréquence réduite est la grandeur sans dimension caractérisant le caractère mono-mode ou multimode d'une fibre optique à une longueur d'onde donnée connaissant son ouverture numérique O.N. et son diamètre de cœur  $\phi_{coeur}$ . Elle est donnée très simplement par la relation 1.1 page 13. L'évolution de ce paramètre est donnée par la figure 2.18 en fonction de l'ouverture numérique de la fibre, connaissant son diamètre de cœur, pour une longueur d'onde de 1064 nm.

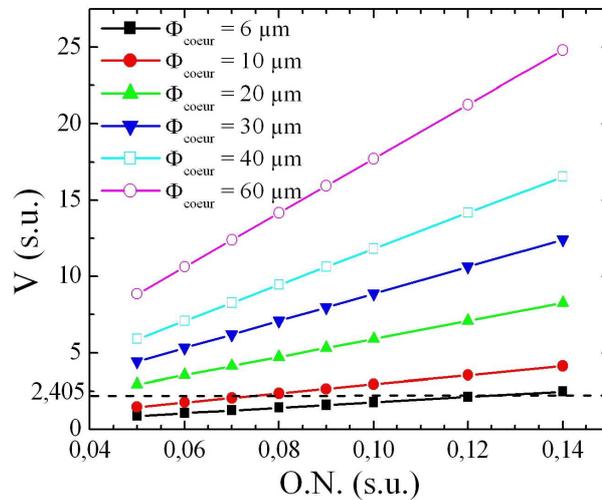


FIG. 2.18 – Évolution de la fréquence réduite  $V$  en fonction de l'ouverture numérique O.N. de la fibre connaissant son diamètre de cœur.

Tant que la fibre conserve un caractère monomode ( $V < 2,405$ ), et dans le cas de l'hypothèse d'une *enveloppe de mode gaussienne*, le diamètre de mode  $\phi_{mode}$ , **défini à une amplitude de  $1/e$** , est donné par la relation 2.51 page 61 dite « formule de Marcuse » qui reste précise à mieux que 1% tant que  $V$  demeure inférieure à 4. La détermination de  $\phi_{mode}$  devient plus délicate lorsque la fibre ne peut plus être considérée comme « monomode ». Ce calcul est pourtant d'une extrême importance dans la détermination du régime (saturé, non saturé) de fonctionnement d'un amplificateur à fibre et la prédiction du profil d'impulsion en sortie (cf. Chap. 5).

Pour y parvenir, une approche complète nécessite la résolution de l'équation de propagation du champ dans une fibre. Les champs électrique  $\vec{E}$  et magnétique  $\vec{H}$  satisfaisant les équations de Maxwell, il est possible de montrer que les solutions sont les fonctions de Bessel  $J_m$  et de Bessel modifiées  $K_m$  [Agrawal 95]. Les valeurs de  $m$  représentent les valeurs propres solutions de ces équations. Elles sont positives dans le cas des champs guidés par une fibre optique et toutes les composantes des champs  $\vec{E}$  et  $\vec{H}$  sont non nulles.

Ces équations ne sont pas d'un maniement aisé en pratique et des formules analytiques permettent dans la plupart des cas de s'en affranchir. On considère, pour cela, une onde lumineuse d'enveloppe Gaussienne  $E(t) = \exp(-(2t/\phi_{mode})^2)$ . Le diamètre de mode **défini** à  $1/e$  est alors  $\phi_{mode}$ .

Dans [Desurvire 94], l'auteur cite 2 approches donnant chacune, dans le cas où l'équation de Marcuse n'est plus d'une précision suffisante, des valeurs approchées des diamètres de mode du mode fondamental **définis à une amplitude de  $1/e$**  dans le cas de fibres à large surface de mode. Ces équations s'appliquent donc aux grandes valeurs de  $V$  soit, en définitive, pour  $V > 4$ .

Dans la première, l'auteur considère le mode comme gaussien et dans ce cadre le diamètre de mode  $\phi_{mode}^{Gauss}$  est donné par l'équation 2.54.

$$\phi_{mode}^{Gauss} = \frac{\phi_{coeur}}{\sqrt{2}} \times (0,65 + 1,619V^{-3/2} + 2,879V^{-6}) \quad (2.54)$$

Dans la seconde, il choisit l'hypothèse d'une *enveloppe de mode gaussienne* et la relation donnant le diamètre de mode en fonction de la fréquence réduite fait cette fois aussi appel aux équations de Bessel mais au travers d'une relation simple ne nécessitant pas la résolution des équations de propagation. Dans ce dernier cas,  $\phi_{mode}^{Bessel}$  est donné par la relation 2.55 avec  $U$  donnée par 2.56,  $W$  par 2.57 et  $V$  étant toujours, bien entendu, la fréquence réduite donnée par la relation 1.1.

$$\phi_{mode}^{Bessel} = \phi_{coeur} \times \frac{VK_1(W)}{UK_0(W)} \times J_0(U) \quad (2.55)$$

$$U = \frac{(1 + \sqrt{2})V}{1 + (4 + V^4)^{0.25}} \quad (2.56)$$

$$W^2 = V^2 - U^2 \quad (2.57)$$

Ce faisant un outil de programmation incluant les fonctions de Bessel et de Bessel modifiées dans son code, permet de calculer les valeurs des diamètres de mode des fibres souhaitées connaissant leur ouverture numérique et leur diamètre de cœur. Ces valeurs sont celles de la dimension du diamètre de mode **du mode fondamental**. Nous considérons cette approximation comme suffisante car, dans le cas où les fibres ne permettent en théorie plus d'assurer la propagation unique du mode fondamental, des méthodes pratiques d'enroulement de la fibre assurent que pratiquement toute la puissance sera concentrée dans ce mode. Ceci est d'autant plus vrai que les fibres demeurent faiblement multimodes, ce qui est le cas dans nos travaux.

Pour le calcul, nous avons, pour notre part, utilisé l'outil de programmation et de simulations *Matlab*<sup>®</sup>. **Par comparaison avec les valeurs de diamètres de mode, de surfaces effectives ou encore d'énergies de saturation reportées dans la littérature, nous sommes en mesure d'affirmer que ces valeurs approchées sont d'une précision suffisante pour la suite de notre étude.** Le tableau 2.6 récapitule les valeurs de diamètres de mode reportés dans la littérature pour diverses fibres à large surface de mode en comparaison des valeurs trouvées par notre calcul. Il regroupe aussi les résultats de ce calcul pour les diverses fibres que nous avons eues à utiliser durant notre travail. Dans le tableau 2.6 le diamètre de mode noté *donné* est celui mentionné dans la référence en question. Sont notées en gras, les valeurs que nous retiendrons dans la suite de notre étude.

Exemple	Référence	O.N.	$\phi_{\text{c�eur}}$ (en $\mu\text{m}$ )	V	$\phi_{\text{mode}}$ (en $\mu\text{m}$ )			
					Donné	Gauss	Bessel	Marcuse
	[Piper 04]	0,06	40	7,08	21,7	20,8	22,7	29,5
Fibre [6 $\mu\text{m}$ , 0,12]	Keopsys	0,12	6	2,1		5,1	4,8	<b>7,3</b>
Fibre [20 $\mu\text{m}$ , 0,14]	Keopsys	0,14	20	8,3		<b>10,1</b>	11,1	14,4
Fibre [30 $\mu\text{m}$ , 0,08]	Keopsys	0,08	30	7,1		<b>15,6</b>	17	22,1
Fibre [13 $\mu\text{m}$ , 0,13]	Keopsys	0,13	13	5		<b>7,3</b>	7,8	10,4
Fibre [20 $\mu\text{m}$ , 0,1]	Keopsys	0,1	20	5,9		<b>10,8</b>	11,7	15,3
Fibre [10 $\mu\text{m}$ , 0,08]	Keopsys	0,08	10	2,4		7,8	7,6	<b>11,2</b>

TAB. 2.6 – Calculs des diamètres de mode par méthodes des approximations de modes Gaussiens (i.e. « Gauss »), des enveloppes gaussiennes (i.e. « Bessel ») et enfin par la formule de Marcuse.

## 2.7.2 La surface effective selon la nature de la fibre

Selon les valeurs de son ouverture numérique O.N. et diamètre de c eur  $\phi_{\text{c eur}}$ , une fibre peut propager un ou plusieurs modes. S’il est intéressant, voire nécessaire, pour beaucoup de cas d’emplois de parvenir à ne propager qu’un seul mode (le mode fondamental  $TEM_{00}$  ou  $LP_{01}$  ou  $HE_{11}$ ), des applications toujours plus nombreuses réclament une élevation de la puissance de sortie. Combiner les deux (forte puissance et propagation du mode fondamental seulement) tout en parvenant à contenir les effets non linéaires à un niveau non gênant est possible, dans une certaine mesure, en modifiant les paramètres opto-géométriques de la fibre. Ceci conduit, comme nous l’avons vu par ailleurs au paragraphe 2.6 page 54 à des structures de fibres particulières.

La détermination de l’énergie de saturation passe par la connaissance de ces paramètres et contrairement au cas où la propagation demeure monomode, les fibres large c eur ou à large surface de mode ne propagent pas le mode fondamental sur la surface de c eur. L’énergie de saturation est alors inversement proportionnelle à la surface effective du mode fondamental  $A_{\text{eff}}$ . Elle même dépend de l’ouverture numérique et du diamètre de c eur  $\phi_{\text{c eur}}$  et son calcul peut s’avérer très délicat si des approximations, comme celles faites pour aboutir aux formules analytiques 2.54 ou 2.55 ne sont effectuées. Dans la pratique ces approximations sont suffisantes et permettent de conserver tout le sens physique des grandeurs manipulées. Les valeurs obtenues permettent alors d’anticiper le comportement d’un amplificateur à fibre.

Dans la suite de notre étude, nous avons retenu la valeur de diamètre de mode calculée à partir de la méthode de l’approximation de mode Gaussien pour les fibres non monomodes à la longueur d’onde d’intérêt et possédant un c eur de quelques dizaines de microns car elle donne les meilleures précisions en comparaison avec les valeurs reportées dans la littérature. Pour les fibres à large surface de mode et possédant un diamètre de c eur supérieur à la centaine de microns, cette méthode et la méthode de l’approximation de l’enveloppe de mode (i.e. les valeurs notées Bessel dans les tableaux 2.6 et 2.7) donnent des résultats à peu près équivalents. Bien entendu pour les fibres monomodes ( $V < 2,405$ ), nous conservons les valeurs obtenues à l’aide de la formule de Marcuse. Dans le tableau 2.7 la valeur notée *donnée* est celle mentionnée dans la référence en question. Sont notées en gras, les valeurs que nous retiendrons dans la suite de notre étude.

Exemple	Référence	O.N.	$\phi_{\text{coeur}}$ (en $\mu\text{m}$ )	V	$A_{\text{eff}}$ (en $\mu\text{m}^2$ )			
					Donnée	Gauss	Bessel	Marcuse
	[Piper 04]	0,06	40	7,1	370	<b>340</b>	405	683
Fibre [6 $\mu\text{m}$ , 0,12]	Keopsys	0,12	6	2,1		20,4	18,4	<b>41,6</b>
Fibre [20 $\mu\text{m}$ , 0,14]	Keopsys	0,14	20	8,3		<b>80,1</b>	96,7	162,8
Fibre [30 $\mu\text{m}$ , 0,08]	Keopsys	0,08	30	7,08		<b>191,1</b>	227	384,3
Fibre [13 $\mu\text{m}$ , 0,13]	Keopsys	0,13	13	5		<b>42</b>	48	84
Fibre [20 $\mu\text{m}$ , 0,1]	Keopsys	0,1	20	5,9		<b>91,4</b>	107	183
Fibre [10 $\mu\text{m}$ , 0,08]	Keopsys	0,08	10	2,4		48,6	45,2	<b>98,7</b>

TAB. 2.7 – Calculs des surfaces effectives de mode fondamental à partir des valeurs des diamètres de mode répertoriées dans le tableau 2.6

### 2.7.3 L'énergie de saturation

L'aboutissement à ces calculs est celui de la valeur de l'énergie de saturation de la fibre dopée utilisée comme section de gain de l'amplificateur fonctionnant en régime d'impulsions. Cette grandeur est donnée par la relation 2.58. Dans un amplificateur fonctionnant en régime d'impulsions, l'énergie de saturation  $E_{\text{sat}}$  représente environ  $1/10^{\text{ème}}$  de l'énergie que l'on peut extraire de cet amplificateur avant d'être limité par une remontée excessive de l'émission spontanée amplifiée pouvant conduire à un effet laser parasite [Renaud 01a, Codemard 05]. Il s'agit, ainsi, d'une grandeur cruciale s'agissant de savoir si une fibre est adaptée à une extraction importante d'énergie par exemple.

$$E_{\text{sat}} = \frac{h\nu_s A_{\text{coeur}}}{(\sigma_{es} + \sigma_{as})\Gamma_s} \quad (2.58)$$

Dans le calcul des énergies de saturation, nous avons pris comme valeur de la section efficace d'émission à 1064 nm des fibres large cœur ou à large surface de mode, la valeur reportée dans la référence [Renaud 01b]. Nous prenons donc  $\sigma_e = 2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$  et négligeons la section efficace d'absorption dans le calcul car la valeur reportée est de 3 ordres de grandeur inférieure à celle de la section efficace d'émission. Pour les fibres monomodes à 1064 nm, nous prenons comme valeur de la section efficace d'émission  $\sigma_e = 1,57 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . Dans le tableau 2.8 la valeur notée *donnée* est celle mentionnée dans la référence en question. Sont notées en gras, les valeurs que nous retiendrons dans la suite de notre étude.

### 2.7.4 L'énergie maximum extractible

Pour la pompe, l'énergie de saturation représente l'énergie qui réduit la valeur de l'absorption d'un facteur 2 par rapport à la valeur non saturée obtenue à plus faible puissance [Paschotta 97c]. On définit aussi l'énergie emmagasinée par le milieu,  $E_{\text{emmag}}$  par :

$$E_{\text{emmag}} = h\nu_s A_{\text{coeur}} \int_0^l n_2(z) dz \quad (2.59)$$

D'un milieu, on ne peut extraire de l'énergie que si il y a un gain  $G > 0$ . On définit alors une énergie de transparence  $E_{\text{trans}}$  qui annule ce gain.

Exemple	Référence	$A_{coeur}$ (en $\mu m^2$ )	$A_{eff}$ (en $\mu m^2$ )	$\Gamma_s$	$E_{sat}$ (en $\mu J$ )	
					Donnée	Calculée
	[Piper 04]	1256	340	0,27		433
	[Renaud 01a]	2827	720	0,22	$2 \times 10^3$	$10^3$
	[Cheng 05]	31415	6789	0,21	$21 \times 10^3$	$13,4 \times 10^3$
Fibre [6 $\mu m$ , 0,12]	Keopsys	28,3	41,6	1,5		<b>2,3</b>
Fibre [20 $\mu m$ , 0,14]	Keopsys	314	80,1	0,25		<b>110</b>
Fibre [30 $\mu m$ , 0,08]	Keopsys	707	191	0,27		<b>243</b>
Fibre [13 $\mu m$ , 0,13]	Keopsys	132	42	0,32		<b>39</b>
Fibre [20 $\mu m$ , 0,1]	Keopsys	314	91,4	0,29		<b>100</b>
Fibre [10 $\mu m$ , 0,08]	Keopsys	78,5	98,7	1,25		<b>7,4</b>

TAB. 2.8 – Valeurs des énergies de saturation à partir des valeurs de surfaces effectives répertoriées dans le tableau 2.7

$$E_{trans} = \sigma_{as} \Gamma_s L n_t E_{sat} \quad (2.60)$$

Dans cette dernière relation 2.60,  $L$  est la longueur de fibre dopée considérée (en  $[m]$ ) et  $n_t$  est la densité totale d'ions dopant (en  $[m^{-3}]$ ). Par définition toujours, l'énergie que l'on peut extraire d'une fibre est alors égale à  $E_{extract} = E_{emmag} - E_{trans}$  [Renaud 01b]. Nous faisons désormais l'hypothèse que le système se trouve **dans un état d'équilibre pseudo-stationnaire**. Cette hypothèse est valable soit lorsque le système se trouve à l'équilibre et qu'aucune perturbation ne vient modifier l'état du système (c'est le cas d'un fonctionnement en continu), soit lorsqu'en régime d'impulsions, la fréquence d'émission de ces impulsions est suffisamment lente à l'échelle de la durée de vie des états excités de la terre-rare considérée que le système a le temps d'atteindre un état de pseudo-équilibre après une impulsion d'ici que la prochaine ne soit émise. Dans le cas où la terre-rare est l'Ytterbium, cette hypothèse est valable jusqu'à des taux de répétition de la dizaine de kilohertz. Dans ce cadre, en supposant en plus que la fibre est sans perte et en suivant le formalisme de Giles-Desurvire [Giles 91], le gain total  $g_{sp}^{tot}$  du milieu sur toute la longueur de fibre disponible est le suivant :

$$g_{sp}^{tot} = L \left\{ (\alpha_k + g_k^*) \frac{\bar{n}_2}{n_t} - \alpha_k \right\} = \frac{E_{extract}}{E_{sat}} \quad (2.61)$$

Equation dans laquelle on a pris :

$$\bar{n}_2 = \frac{1}{L} \int_0^L n_2(z) dz \quad (2.62)$$

Les définitions de  $\alpha_k$  et  $g_k^*$  étant quant à elles données par les équations 1.6 et 1.7. L'équation 2.62 est donc une autre formulation de la relation 1.9. Ces équations ne sont valables que si l'hypothèse selon laquelle **les ions sont uniformément répartis le long de la fibre** est vérifiée. Moyennant ensuite quelques manipulations algébriques, on aboutit à l'expression 2.63 donnant l'énergie que l'on peut extraire d'une fibre connaissant les paramètres définis précédemment :

$$E_{extract} = g_{sp}^{tot} E_{sat} = A_{coeur} h \nu_s L \bar{n}_2 - \frac{\sigma_{as}}{\sigma_{as} + \sigma_{es}} n_t \quad (2.63)$$

Dans le cas d'un fonctionnement en continu, on peut négliger la contribution relative à l'émission spontanée amplifiée (ESA) en négligeant  $\sigma_{es}$  par rapport à  $\sigma_{as}$  dans les équations précédentes. Le gain en dB est, quant à lui, obtenu au moyen de la relation suivante :

$$G = \frac{10}{\ln 10} \frac{E_{extract}}{E_{sat}} \quad (2.64)$$

En conséquence, la valeur de l'énergie emmagasinée dans la fibre est limitée à environ 10 fois celle de l'énergie de saturation. Au-delà, la puissance de pompe additionnelle profite simplement à l'ESA. Etant donné que  $\sigma_{es}$  et  $\sigma_{as}$  sont liées au dopant sans possibilité de beaucoup modifier leurs valeurs, la seule possibilité d'accroître la limite de l'énergie qui puisse être emmagasinée dans une fibre est d'agir sur  $A_{coeur}$  et  $\Gamma_s$  afin d'accroître la valeur de  $E_{sat}$ . Ceci peut alors être obtenu par le biais d'une augmentation du rapport  $A_{coeur}/\Gamma_s$  soit comme il est fait pour les fibres dopées en anneau, soit en augmentant la valeur du diamètre de mode [Renaud 01b].

## 2.8 Principales caractéristiques des fibres utilisées

Nous donnons dans le tableau 2.9 un résumé des principales propriétés des fibres optiques que nous avons utilisées durant notre travail. Les propriétés listées sont celles qui se révèlent pertinentes dans le cadre d'une élévation de la puissance et de la préservation des qualités intrinsèques d'un système à fibre. Parmi celles-ci, outre les caractéristiques géométriques (diamètre de cœur, O.N., diamètre de gaine), nous trouvons donc la valeur des diamètres et surfaces effectifs de mode (respectivement  $\phi_{mode}$  et  $A_{eff}$ ) avec les approximations que nous avons retenues, un ordre de grandeur des énergies de saturation  $E_{sat}$  et des seuils des effets de la D.R.S. et de la D.B.S..

Exemple	$\phi_{coeur}$ ( $\mu m$ )	O.N.	$\alpha$ (dB/km)	$\phi_{mode}$ ( $\mu m$ )	$A_{eff}$ ( $\mu m^2$ )	Seuil		$E_{sat}$ (en $\mu J$ )
						Brillouin (W)	Raman (kW)	
Fibre [6 $\mu m$ , 0,12]	6	0,12	N.A.	7,3	41,6	1,05	0,33	2,3
Fibre [20 $\mu m$ , 0,14]	20	0,14	10	10,1	80,1	17	5,6	110
Fibre [30 $\mu m$ , 0,08]	30	0,08	N.A.	15,6	191	57	16,4	243
Fibre [13 $\mu m$ , 0,13]	13	0,13	N.A.	7,3	42	9,9	3,2	39
Fibre [20 $\mu m$ , 0,1]	20	0,1	35	10,8	91,4	6,2	2	100
Fibre [10 $\mu m$ , 0,08]	10	0,08	N.A.	11,2	98,7	7,4	2,4	7,4

TAB. 2.9 – Résumé des principales caractéristiques des fibres utilisées

## 2.9 Conclusion à ce chapitre

Dans ce chapitre, nous avons énuméré, de manière non exhaustive, les phénomènes que nous sommes susceptibles de rencontrer lors de l'accroissement de la puissance délivrée par un système à fibre. Ceux-ci sont majoritairement des inconvénients à l'élévation de puissance et pour s'en affranchir ou essayer d'en minimiser les effets indésirables, il est

nécessaire de parvenir à une bonne compréhension de la physique les régissant. C'est pourquoi, ce chapitre donne aussi quelques éléments d'analyse théorique indispensables à la poursuite de notre étude.

Nous avons introduit la notion de puissance moyenne et de puissance crête, notre travail consistant tout autant en l'étude, le développement et la maîtrise de systèmes à fibre fonctionnant en régime continu qu'en régime d'impulsions.

Parmi les principaux effets qui peuvent limiter une élévation de la puissance de sortie d'un système à fibre se trouvent les effets non linéaires. Ceux-ci ont été introduits et plus particulièrement les effets de diffusion Brillouin et Raman stimulées ainsi que les phénomènes engendrés par effet Kerr. Les effets non linéaires peuvent limiter la montée en puissance principalement de 2 façons :

- soit par saturation de la puissance de sortie ou destruction des optiques,
- soit par une dégradation des performances du système (qualité spectrale ou spatiale de faisceau, déformation de profil d'impulsion, ...) incompatibles avec l'objectif final visé au terme de la montée en puissance.

Nous avons plus particulièrement été confronté à cette seconde limitation durant notre travail. Les problèmes induits et les solutions que nous avons mises en œuvre pour nous en prémunir et atteindre nos objectifs de puissance sont présentés et discutés dans les chapitres 4 et 5. Les problèmes que nous avons rencontrés, ne doivent pas nous faire oublier que ces effets d'optique non linéaire présentent aussi des vertus même si nous ne les avons pas personnellement exploitées. Par exemple, l'automodulation de phase peut conduire, selon les conditions, à un élargissement spectral ou à une compression temporelle d'impulsions [Limpert 02]. Une compression d'impulsions peut s'avérer intéressante pour l'obtention de très fortes puissances crêtes dans un système de puissance moyenne contenue [Roser 05]. Les propriétés de la diffusion Brillouin stimulée peuvent servir les applications de capteurs à fibre [Fellay 02, Bao 99]. La bande de gain Raman peut quant à lui servir à une amplification [Mcintosh 00] ou à la génération d'effet laser [Mermelstein 01]. Pour conclure sur les bénéfices potentiels que l'on peut tirer des effets que, pour notre part, nous avons subi durant notre étude, citons les effets de régénération optique de signal par mélange à 4 ondes sur lesquels d'intenses recherches sont effectuées afin d'améliorer les capacités de transmission des systèmes optiques [Chow 05].

Un des atouts d'un système à fibre en comparaison avec un laser solide ou à gaz assurant une propagation de la lumière en espace libre est sa grande qualité de faisceau. Notamment, une fibre monomodale permet la propagation d'un faisceau gaussien. Cette qualité peut se révéler difficile à préserver lorsque la puissance augmente si un certain nombre de précautions ne sont prises en amont de la croissance en puissance du système. C'est pourquoi, nous avons introduit la notion de qualité de faisceau et le paramètre qui mesure et permet de quantifier celle-ci i.e. le  $M^2$ . Nous avons aussi donné une liste non exhaustive de fibres spéciales, permettant chacune avec ses propres atouts, d'appréhender la montée en puissance d'un système fibré. De fait, pour notre étude, nous avons été amenés à travailler avec un échantillon assez diversifié de fibres dopées. Pour chacune d'entre elles, nous avons pris en compte et calculé le cas échéant les valeurs des fréquences réduites, des diamètres de mode, des surfaces effectives et énergies de saturation. La connaissance des valeurs des surfaces effectives se révèle, en effet, cruciale dans la détermination de l'énergie de saturation  $E_{sat}$  des fibres dopées. Celle-ci étant connue, on peut déterminer le régime de fonctionnement de l'amplificateur (régime de gain saturé ou non). Les valeurs obtenues ne sont pas des valeurs exactes théoriquement. Dans ce but, il faut résoudre

les équations de propagation dont les solutions sont des fonctions de Bessel. C'est un problème complet en soit et il ne constituait pas notre objectif final. Nous nous sommes ainsi posés très sérieusement la question quant à savoir s'il n'existait pas une approximation simple qui puisse correspondre avec notre philosophie qui visait à faire ressortir des tendances de comportements d'amplificateurs et non d'obtenir des résultats « à la virgule près ». En effet, pour des fibres dont la valeur de fréquence réduite  $V$  dépasse 2,405, la formule de Marcuse (cf. page 61) qui donne une approximation du diamètre de mode à mieux que 1 %, n'est plus valable. Notre analyse résulte en l'usage d'une relation simplifiée (cf. formule 2.54) qui est une bonne approximation pour des fibres de fréquences réduites supérieures **quand on peut ne considérer que la propagation du mode fondamental**. Les fibres auxquelles nous avons eu recours le permette quitte à mettre en œuvre des techniques d'enroulement de la fibre n'assurant pas la propagation des modes d'ordres supérieurs. L'approximation retenue donne de bons résultats en comparaison avec les valeurs de diamètres de mode ou d'énergies de saturation reportés dans la littérature.

Parmi ces fibres, les fibres micro-structurées et les fibres triple-gaine sont les plus prometteuses. Les premières, car elles permettent une augmentation significative du diamètre de mode et en pendant à celle-ci une augmentation toute aussi importante du seuil d'apparition des effets non linéaires, tout en assurant préservation de la qualité de faisceau et propagation du seul mode fondamental. Les fibres à trous sont aussi potentiellement moins sensibles aux pénalités induites par effet thermique. Les conséquences de celui-ci ainsi que les températures qui peuvent être atteintes dans une fibre soumis à un flux important, notamment de puissance de pompe, ont aussi été introduites dans ce chapitre. Un modèle d'analyse numérique a été proposé et étudié. Grâce à celui-ci, nous avons pu calculer des ordres de grandeur des élévations de température subies par la fibre d'un système de puissance si aucune méthode de dissipation thermique n'est mise en œuvre pour s'en prémunir. Des exemples concrets en sont donnés dans le cadre de nos expériences avec les fibres dont nous avons fait usage.

Les fibres triple-gaine, quant à elles, permettent d'envisager l'injection d'une grande puissance de pompe. Soit dans la première gaine à l'aide de fibres multimodes, soit dans la deuxième à l'aide de fibres double-gaine. Ces fibres offrent, par ailleurs, un champ d'investigation intéressant d'un point de vue du signal. Elles peuvent, en effet, être développées pour combiner les avantages des fibres à large surface de mode (i.e. diamètre de mode étendu par diminution de l'ouverture numérique du cœur) sans en posséder l'inconvénient majeur (i.e. pertes par courbures).

Il est à noter que 2 inconvénients (augmentation de la température, diffusion Brillouin stimulée) inhérents à une augmentation de la puissance dans un laser ou amplificateur à fibre, peuvent se juguler l'un autre. Ainsi, nous l'avons vu, une augmentation de la température peut engendrer un élargissement du gain Brillouin et ainsi augmenter le seuil d'apparition de cet effet [Jeong 05d].

Toutes ces notions et technologies doivent nous permettre d'appréhender la suite de notre travail et, pour débiter, les expériences que nous avons menées dans le cadre de l'augmentation de la puissance de sortie de lasers et amplificateurs à fibre fonctionnant en régime continu. En arrière plan à cette élévation de puissance se situe la préservation des propriétés intrinsèques obtenues à plus faible puissance.



# Chapitre 3

## Lasers à fibre dopée $Yb^{3+}$ de puissance en régime continu

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Introduction au troisième chapitre . . . . .</b>	<b>75</b>
<b>3.2</b>	<b>Structure Fabry-Pérot délivrant <math>&gt; 100 W</math> de puissance continue</b>	<b>78</b>
3.2.1	Architecture . . . . .	79
3.2.2	Résultats et discussion . . . . .	79
<b>3.3</b>	<b>Structure MOPA . . . . .</b>	<b>82</b>
3.3.1	Réalisation d'une structure MOPA avec oscillateur de type « cavité Fabry-Perot » . . . . .	83
3.3.2	Étude d'une structure MOPA avec oscillateur de type « cavité en anneau » délivrant $> 100 W$ de puissance continue . . . . .	84
<b>3.4</b>	<b>Montée en puissance dans un système à faible section efficace d'émission . . . . .</b>	<b>85</b>
3.4.1	Amplifications à 1127 nm . . . . .	87
3.4.2	Étude de l'influence du niveau d'entrée . . . . .	87
3.4.3	Étude de l'influence de la longueur d'onde de pompe . . . . .	89
3.4.4	Étude de l'influence de la longueur de fibre dopée . . . . .	90
<b>3.5</b>	<b>Amplification au delà de 1 W d'un signal de faible section efficace d'émission <math>\sigma_e</math> . . . . .</b>	<b>92</b>
3.5.1	Étage de préamplification : résultats de pompage à 920 et 977 nm	92
3.5.2	Analyse à cet exemple complet . . . . .	97
3.5.3	Vérification à une autre longueur d'onde de faible section efficace d'émission . . . . .	97
<b>3.6</b>	<b>Conclusion au troisième chapitre . . . . .</b>	<b>99</b>

---

### 3.1 Introduction à ce chapitre

De même que plusieurs terres-rares sont susceptibles d'être employées comme dopant du cœur d'une fibre optique selon l'objectif visé, de même, qu'il existe divers types de fibres optiques qui puissent être utilisées selon l'objectif visé, il existe divers types de lasers ou

cavités laser. Outre la très grande variété de lasers solides, à gaz ou à colorant par ailleurs largement étudiés et massivement utilisés et sur lesquels nous ne nous attardons pas, il existe aussi une déjà très grande variété de sources lasers à fibre. Notre sujet ne nous a pas conduit à une analyse du comportement de chacune de ces sources mais nous a, par contre, amené à envisager l'utilisation ou le développement de plusieurs types de sources lasers pour atteindre de forts niveaux de puissance de sortie à l'aide d'une technologie à fibre dopée Ytterbium.

Nous avons ainsi étudié diverses sources lasers de type Fabry-Perot. La cavité laser est alors linéaire, fermée par 2 miroirs dont l'un est très fortement ou totalement réfléchissant à la longueur d'onde dont on souhaite favoriser l'émission laser et le second est partiellement réfléchissant à cette même longueur d'onde. Nous les repérons dans ce qui suit par les dénominations de miroirs  $R_{max}$  et  $R_{min}$  respectivement. La fraction du signal réfléchi profite du gain par multiples allers-retours dans la cavité tandis que la fraction transmise sert l'émission laser. Les miroirs peuvent être des miroirs dichroïques qui sont utilisés pour des lasers partiellement ou entièrement en espace libre, ou des réseaux de Bragg dans le cas de lasers à fibre. Nous donnons un schéma de principe de ce laser en figure 3.1.

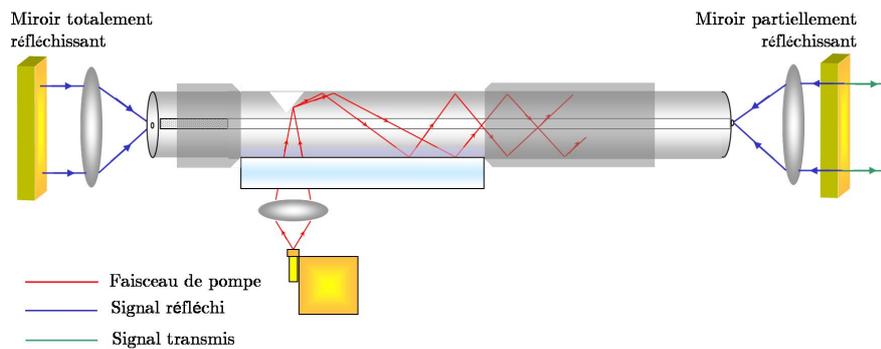


FIG. 3.1 – Schéma de principe d'un laser en cavité Fabry-Perot : système hybride fibre/espace libre

Nous présentons aussi les résultats obtenus dans le cas où la source laser est une cavité en anneau. Dans ce cas et s'agissant d'un laser à fibre, pas de miroir, le signal circule en boucle dans la cavité et le gain est engendré par passages au travers de la section amplificatrice. A chaque passage dans la boucle une fraction du signal est prélevée à l'aide d'un coupleur. Si aucun élément sélectif en longueur d'onde n'est introduit dans la cavité, le seuil d'émission laser sera atteint en premier lieu sur le maximum de la courbe de gain de la section amplificatrice. Dans le cas où l'émission laser doit être forcée sur une longueur d'onde accessible sur la bande de gain de la terre-rare introduite comme dopant du milieu pompé, un composant de sélection en longueur d'onde, agissant en transmission, doit être introduit dans la cavité ainsi formée. Ainsi, à chaque passage, seules les longueurs d'onde entrant dans la bande de transmission du filtre sont transmises et peuvent profiter du gain par boucle. Elles seront ainsi seules capables d'atteindre le seuil d'effet laser. On parle alors de cavité laser en anneau à oscillation forcée. On parle d'oscillation libre en cas d'absence d'éléments sélectifs en longueur d'onde. Si l'élément de filtrage en longueurs d'onde n'est pas suffisamment sélectif plusieurs longueurs d'onde pourront alors être émises simultanément. Un schéma de principe de ce type de cavité

est représenté en figure 3.2<sup>1</sup>. Ce type de source laser est très apprécié car il permet facilement de réaliser des sources lasers accordables sur une large gamme de longueurs d'onde [Hideur 01d, Auerbach 02].

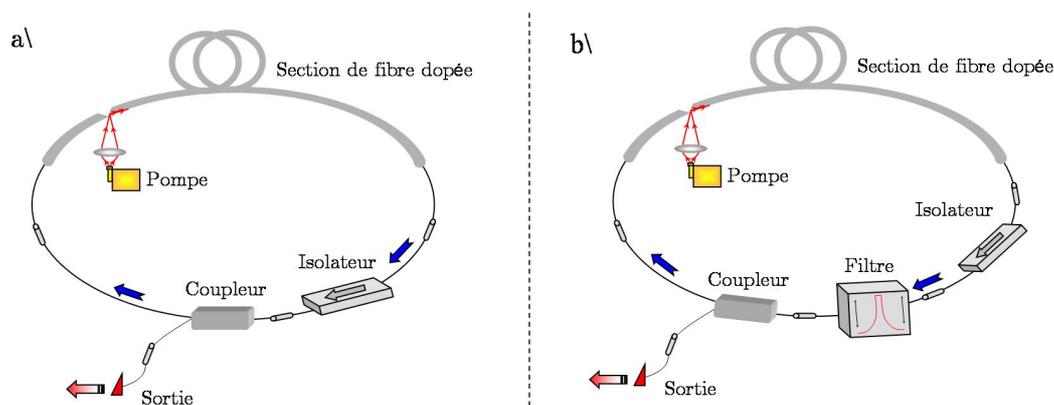


FIG. 3.2 – Structure laser à fibre à cavité en anneau : a- Structure à oscillation libre, b- Structure à oscillation forcée

Nous avons, en dernier lieu, étudié et développé des sources lasers de puissance bâties autour d'une architecture à oscillateur amplifié. Lorsque ce type d'architecture est envisagé, la nature de la source peut être d'un des 2 types mentionnés ci-dessus. Elle peut aussi être une diode semiconductrice possédant une longueur d'onde d'émission compatible avec la bande de gain de l'étage de puissance. Par ailleurs, l'émission laser peut se faire de manière continue (c'est cette partie que nous nous proposons de développer dans ce chapitre) ou par impulsions (les techniques de génération d'impulsions et l'étude de l'amplification dans ce cadre sont abordées tout au long du chapitre 5). Dans le cas où l'oscillateur est amplifié, sa puissance est faible ou relativement faible et est accrue en ayant recours à un amplificateur de forte ou très forte puissance. Ce type de lasers à oscillateur amplifié est communément appelé laser MOPA pour Master Oscillator Power Amplifier ou encore MOPFA pour Master Oscillator Power Fiber Amplifier lorsque l'étage de puissance est un amplificateur à fibre. Un schéma de principe de cette structure à oscillateur amplifié est représenté en figure 3.3.

Ainsi, dépendant de l'objectif et de l'application visés, toute source laser n'est pas bonne à servir chacun d'entre eux. Une source très cohérente sera privilégiée pour des applications spectroscopiques [Mes 02] tandis qu'une source très cohérente à  $1,55 \mu\text{m}$  sera privilégiée à une source très cohérente à  $1 \mu\text{m}$  pour des communications en espace libre ou inter-satellite [Alegria 04]. La montée en puissance au cours de l'amplification de telles sources est limitée par l'apparition de la diffusion Brillouin stimulée [Liem 03]. Nous avons été amenés à étudier les limitations engendrées par l'amplification d'une source très cohérente à une longueur d'onde de gain faible accessible par une fibre dopée Ytterbium. Les résultats de l'amplification de cette source sont présentés et discutés au

<sup>1</sup>De manière purement arbitraire, nous avons choisi dans les schémas 3.1 et 3.2 de représenter une solution de pompage par encoche en V, il est cependant à noter que la technique de pompage retenue peut, bien sûr, être tout autre

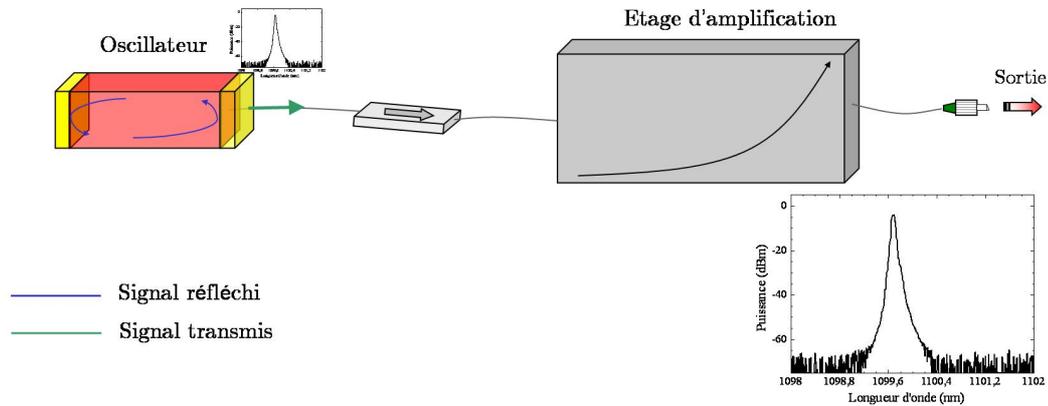


FIG. 3.3 – Schéma de principe d'un laser à oscillateur amplifié

paragraphe 3.5.1, tandis que les limitations engendrées par la D.B.S. sont discutées au paragraphe 4.2.

Nous avons, par ailleurs, étudié et développé une source laser à 1083  $nm$  pour le pompage optique de l'Helium. La largeur spectrale de la source, sa longueur d'onde, son état de polarisation ainsi que sa structure de modes à l'échelle de la durée de vie de l'atome d'Helium sont des paramètres cruciaux de cette application et nous ont conduit au développement d'une source laser à oscillateur amplifié ou structure MOPA [Tastevin 04].

Pour des applications requérant des qualités ou caractéristiques spectrales relâchées par rapport aux exemples ci-dessus, nous avons, par ailleurs, étudié le comportement de sources lasers de puissance à structure Fabry-Perot. Les résultats obtenus sont discutés au paragraphe 3.2. La principale limitation qui apparaît au cours de l'élévation de la puissance de sortie est, dans ce cas, due à la diffusion Raman stimulée [Platonov 02].

La montée en puissance est un révélateur des faiblesses ou défauts d'un laser, quel qu'il soit. En effet, c'est au cours de l'amplification d'un signal laser au-delà de quelques dizaines à quelques centaines de milliwatts qu'apparaissent des phénomènes parfois inattendus. C'est pourquoi, au-delà de la nature propre de la source laser qui la rend, ou non, compatible avec l'usage désiré, toute structure n'est pas nécessairement adaptée.

## 3.2 Structure Fabry-Pérot délivrant $> 100 W$ de puissance continue

Une structure simple, de puissance, peut être appréciée pour des applications ne requérant pas une grande pureté spectrale mais nécessitant, par contre, un très fort niveau de densité d'énergie dans un faisceau monomode longitudinal. Nous avons ainsi envisagé le développement d'une structure laser à double-réseaux de Bragg enfermant une section de gain pompée par une combinaison de diodes lasers de puissance. Avec les techniques employées, des puissances de sortie dépassant 20  $W$  en régime de fonctionnement continu ont pu être atteintes sans que nous ne soyons gênés par une remontée de la D.R.S.. Cette puissance est limitée par le budget de pompe accessible. Nous proposons une technique

de pompage permettant de disposer de davantage de puissance de pompe et d'envisager des puissances de sortie atteignant  $100 W$ .

### 3.2.1 Architecture

L'architecture est équivalente à celle représentée par la figure 3.1 dans laquelle les miroirs sont des réseaux de Bragg photoinscrits dans une fibre optique à cœur monomode. Les techniques de pompage peuvent être variées et nous avons retenu une solution de pompage par encoche en V lorsque la puissance ne dépasse pas  $4 W$  et une technique de pompage par combineur de pompes au-delà. La fibre dopée est du type « Fibre  $[6 \mu m, 0,12]$  » et est pompée à  $977 nm$  dans le cas de pompage par la technique VSP<sup>®</sup> et à  $920 nm$  par ailleurs. La réflectivité du réseau est choisie de telle manière à maximiser la puissance extraite de la cavité laser. Nous donnons ci-après les résultats de nos expériences menées dans le but d'extraire un fort niveau de puissance de sortie d'un laser à  $1064 nm$ .

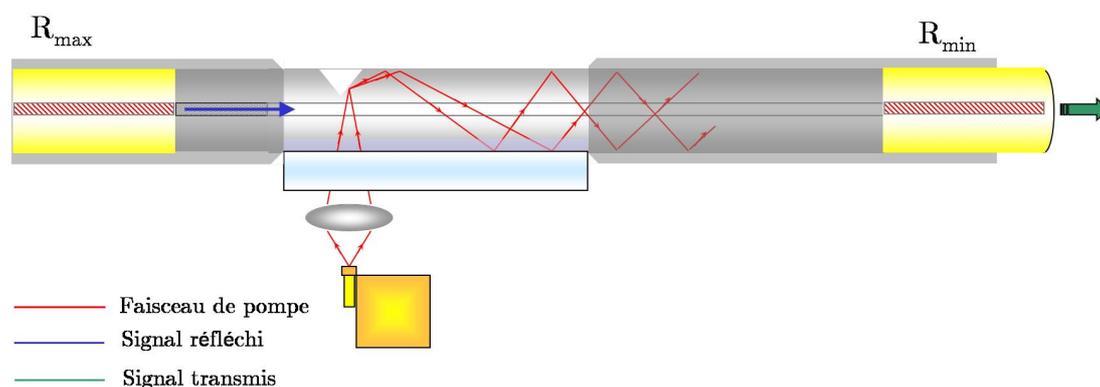


FIG. 3.4 – Schéma de principe d'un laser en cavité Fabry-Pérot à double réseaux de Bragg.

### 3.2.2 Résultats et discussion

Tenant compte des résultats précédemment obtenus au laboratoire avec ce type d'architectures [Bordais 02], nous sommes très tôt parvenus à des architectures optimisées pour une extraction de puissance maximale. Le comportement temporel de ce type d'oscillateurs en fonction de la réflectivité du réseau et de la puissance de pompe étant connu [Bordais 02, Hideur 01a], le risque de destruction de la fibre et des optiques entrant dans leur composition est important si ce comportement instable perdure lorsque la puissance s'élève. Aussi, notre premier objectif a t'il été l'obtention de résultats à  $1 W$  de puissance d'un signal laser à  $1064 nm$ . Dans un second temps, la puissance extraite dépassant cette fois les  $20 W$  continus, nos mesures ont aussi permis de confirmer l'analyse de l'évolution de la largeur spectrale de l'enveloppe de modes du laser en fonction du taux de pompage et de la largeur à mi-hauteur du réseau de faible réflectivité utilisé comme miroir de sortie.

Pour extraire  $1 W$  d'une cavité linéaire à double réseaux de Bragg, nous avons retenu  $4 m$  de fibre dopée du type « Fibre  $[6 \mu m, 0,12]$  » pompés par une diode émettant

plus de 2 W de puissance à 977 nm. La technique de pompage par encoche en V assure un rendement de couplage d'environ 80 % et la longueur de fibre choisie autorise une absorption supérieure à 10 dB de la puissance de pompe. La largeur à mi-hauteur du réseau utilisé comme miroir de sortie est de 0,04 nm. On aboutit à une largeur spectrale inférieure à la résolution de l'analyseur de spectre optique utilisé (i.e. < 0,07 nm). La réflectivité du miroir de sortie est de 25 % et permet de contenir la zone de forte instabilité du signal temporel du laser ainsi formé très près du seuil. L'efficacité obtenue au-delà du seuil est de 0,77 W/W. Le schéma de principe de ce laser en cavité Fabry-Perot à double réseaux de Bragg est représenté sur la figure 3.4.

Nous avons étendu ces résultats à plus forte puissance. Pour ce faire, nous avons développé une cavité pompée par un combineur de pompes à 6 brins multimodes. Sur chaque brin est soudée une diode semiconductrice à large surface émettrice délivrant plus de 8 W dont en moyenne 6,5 W sont disponibles en sortie d'une fibre simple gaine à cœur très largement multimode de diamètre 105  $\mu\text{m}$ . Le rendement d'injection de la lumière entre la puce et la fibre d'ouverture numérique 0,22 atteint environ 80 %. La puissance de pompe ainsi obtenue en sortie de ce composant est de 35 W et le pompage s'effectue en mode co-propagatif, c'est-à-dire que la puissance de pompe est injectée du côté du miroir de haute réflectivité. Peu de différence serait attendue d'un pompage contra-propagatif. La longueur de fibre utilisée permet une absorption de la puissance de pompe de l'ordre de 8 à 10 dB<sup>2</sup>. Les miroirs sont de type réseaux de Bragg et possèdent une réflectivité supérieure à 99 % et 4 % à la longueur d'onde de 1064 nm respectivement pour les réseaux  $R_{max}$  et  $R_{min}$  et leur largeur à mi-hauteur respectivement de 0,95 nm et 0,23 nm. Cette architecture nous a permis d'extraire plus de 20 W de puissance continue d'un signal à 1064 nm. L'efficacité obtenue est moindre que précédemment et s'établit à 66,7 % ; ceci malgré une réflectivité du réseau de sortie plus favorable [Bordais 02]. Nous estimons que cette différence est principalement due à une longueur de fibre non optimisée dans ce cas avec un résidu de puissance de pompe de 10 à 15 %, un rendement quantique plus défavorable par pompage à 920 nm ( $\eta = 87\%$ ) dans le cas présent à comparer au pompage à 977 nm ( $\eta = 92\%$ ) précédemment.

Nous avons analysé l'évolution de la largeur spectrale du signal laser ainsi obtenu en fonction de la puissance de sortie du laser. A 23 W celle-ci est de 0,32 nm soit bien au-delà de la largeur à mi-hauteur du réseau utilisé et confirme qu'au delà d'un certain niveau de pompage la largeur d'enveloppe du laser déborde de la largeur du réseau de sortie. La largeur du laser augmente ainsi au fur et à mesure que la puissance augmente et confirme l'analyse de S. Bordais. Les modèles classiques [Rigrod 78, Digonnet 86, Digonnet 90] donnent des évolutions inverses. Ils considèrent un milieu homogène. Dans ce cas, lorsqu'une fréquence commence à osciller tous les ions auront tendance à osciller sur cette même fréquence. L'effet de résonance tendra à augmenter le nombre d'ions oscillant sur cette même fréquence et contribuera à l'affinement de la raie d'émission laser. Nos expériences tendent donc à mettre à jour la nature non homogène de la fibre dopée  $Yb^{3+}$ . Nous donnons en figure 3.5 et 3.6 les résultats de nos expériences.

La puissance obtenue est limitée par le budget de pompe disponible. En effet, aucune limitation n'apparaît due à la diffusion Raman stimulée. A l'aide de la fibre retenue, pour

<sup>2</sup>La fibre est ici encore de type « Fibre [6  $\mu\text{m}$ , 0,12] » comme celle utilisée pour l'étude de l'amplification d'un signal à gain faible (cf. paragraphe 3.4) mais issue d'un lot différent. Nous n'avons pas eu la possibilité d'en mesurer précisément l'absorption à 920 nm, aussi nous référons-nous aux indications données par le fabricant qui fait état d'une absorption plus grande que 0,5 dB/m pour estimer cette valeur.

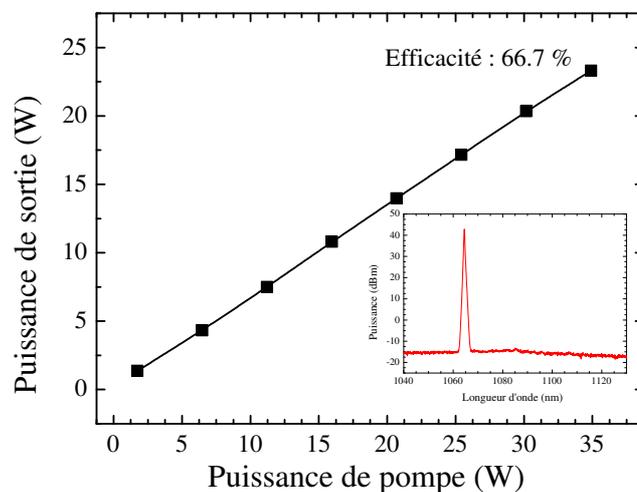


FIG. 3.5 – Évolution de la puissance en sortie d'un laser à cavité de type Fabry-Perot pompé par un combineur de pompe. En encart, le spectre optique du signal laser à  $1064\text{ nm}$  obtenu à  $23\text{ W}$ .

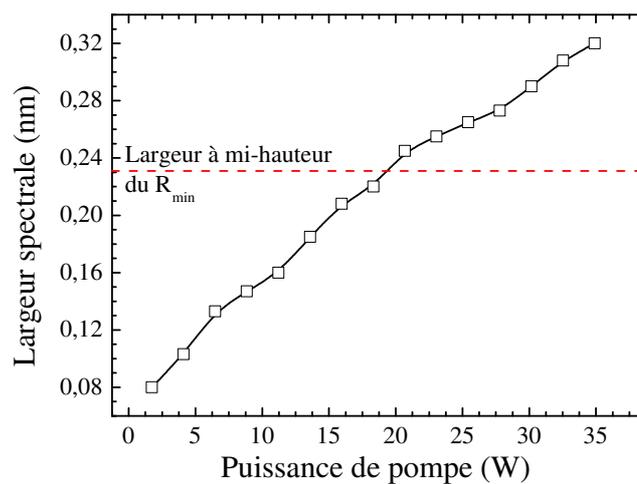


FIG. 3.6 – Évolution de la largeur spectrale d'un laser en cavité Fabry-Perot délivrant  $23\text{ W}$  de puissance de sortie. La largeur du miroir de sortie est de  $0,23\text{ nm}$  à mi-hauteur.

une longueur effective équivalente, le seuil d'apparition de cet effet est supérieur à 300  $W$  (cf. § 2.5.1). Nous pensons donc que la puissance accessible à l'aide de cette architecture peut aisément être portée à des niveaux supérieurs. Un moyen serait de remplacer le combineur de pompes à 6 brins de pompe multimodes retenu au cours de ces expériences par un combineur à 18 brins de pompe. Celui-ci n'était pas accessible au moment de nos essais. Par extrapolation des résultats obtenus, une architecture équivalente construite autour de ce combineur à 18 fibres multimodes permettrait de collecter 105  $W$  de pompe (déduction faite de la perte de transmission du composant), ce qui, si l'efficacité est maintenue constante à celle obtenue dans nos essais, doit permettre d'atteindre 70  $W$  efficaces d'un signal laser à 1064  $nm$ . La combinaison d'un deuxième combineur de ce type en pompage contra-propagatif doit permettre d'atteindre le double de la puissance de pompe soit 210  $W$ .

Ces résultats sont, cependant, à pondérer du fait des restrictions suivantes :

- si ce type de combineur existe commercialement désormais, il n'est pas souhaitable de les pomper avec plus de 15 diodes de pompes simultanément afin d'assurer la conservation de l'étendue géométrique (cf. § 1.3.4). Ceci limite la puissance de pompe, en faisant usage de 2 combineurs en pompage co et contra-propagatif, à 175  $W$ .
- l'usage d'un combineur du côté de la sortie du laser pénaliserait la puissance accessible du fait de ses pertes de transmission. Ces pertes de 10 % environ, augmenteraient le niveau de celles de la cavité laser et réduiraient ainsi son efficacité d'autant. L'élévation de la puissance de pompe à de tels niveaux rabaisserait donc l'efficacité du système à 57 % du fait de la nécessité d'avoir recours à un combineur en pompage contra-propagatif.
- un tel niveau de puissance de pompe pénaliserait l'efficacité de la fibre du fait d'une très forte élévation de sa température. Dans le cadre d'une convection naturelle, la température de la fibre obtenue par simulation atteindrait 300°C et il serait donc nécessaire de la refroidir. Une convection forcée à l'aide d'un ventilateur soufflant directement sur la fibre permettrait toutefois de rabaisser la valeur de cette température à 28°C dans un ambiant à 25°C. Sous réserve que cette précaution soit prise, un tel niveau de puissance de pompe serait alors sans pénalité.

En définitive, avec une architecture équivalente à celle retenue au cours des essais reportés ici, **il paraît tout à fait envisageable d'atteindre des puissances de 100  $W$  d'un signal continu à 1064  $nm$**  sous réserve d'une bonne maîtrise de la technologie et de la mise en œuvre d'une méthode de dissipation thermique efficace de la fibre dopée.

### 3.3 Structure MOPA

L'architecture qui vient d'être discutée permet, nous l'avons vu, d'extraire beaucoup de puissance sous réserve de disponibilité des composants et d'une bonne maîtrise de la technologie. Cette puissance en régime continu permet de répondre aux besoins d'un certain nombre d'applications telles le micro-usinage ou l'ablation laser. Celles-ci nécessitent une grande densité d'énergie obtenue par l'apport de puissance avec une bonne qualité spatiale de faisceau. Elles sont, par contre, peu exigeantes au regard des qualités spectrales du laser et des largeurs à mi-hauteur supérieures à 0,1  $nm$  sont largement acceptables. Elles ne nécessitent pas plus une grande accordabilité. Avec les composants retenus et

leur mise en œuvre celle-ci est permise, mais sur une faible bande spectrale (typiquement  $1 \text{ nm}$ ), par étirement mécanique ou action sur la température du réseau de Bragg de faible réflectivité qui fixe la longueur d'onde laser.

D'autres applications requièrent au contraire une large bande d'accordabilité et/ou une préservation de la pureté spectrale de la source lorsque la puissance du système s'élève. Nous présentons ci-après les résultats de nos travaux concernant l'étude et le développement de sources lasers délivrant plus de  $10 \text{ W}$  de puissance de sortie d'un signal continu dans la bande spectrale accessible à l'aide de fibres dopées Ytterbium. Elles sont développées autour d'architectures à oscillateur amplifié. Ce type d'architecture est, en effet, à privilégier lorsque les caractéristiques spectrales de la source laser sont à préserver même lorsque leur puissance doit être portée à des niveaux relativement élevés.

### 3.3.1 Réalisation d'une structure MOPA avec oscillateur de type « cavité Fabry-Perot »

Le premier laser étudié est un laser émettant à  $1083 \text{ nm}$  un signal continu de largeur spectrale réduite à moins de  $2 \text{ GHz}$ . Il est utilisé pour des applications au pompage optique de l'Helium. Les états métastables de type  $2^3S$  sont pompés efficacement par une méthode optique en ayant recours à un signal à  $1083 \text{ nm}$  [Tastevin 02]. Ce signal doit posséder un certain nombre de propriétés :

- il doit être accordable afin que sa longueur d'onde puisse correspondre avec les raies d'absorption  $C_8$ ,  $C_9$  et  $D_0$  à  $D_4$  de  $^3\text{He}$  et  $^4\text{He}$  respectivement,
- il doit être polarisé circulairement,
- un grand nombre de modes doivent être simultanément émis à l'échelle de la durée de vie de l'Helium polarisé. Celle-ci est d'approximativement  $0,1 \mu\text{s}$ .

Enfin, l'attrait suscité autour de ces applications à  $^3\text{He}$  polarisé implique que de grands volumes d'Helium soient pompés efficacement et porte la croissance de la puissance à atteindre en sortie de ces lasers à fibre.

Durant notre étude, nous avons contribué au développement d'un laser à fibre optimisé pour cette application. Il est bâti autour d'une architecture MOPA et la largeur spectrale est maintenue inférieure à  $2 \text{ GHz}$  pour des puissances atteignant  $10 \text{ W}$  [Bordais 04]. Jusqu'à cette puissance les propriétés intrinsèques de l'oscillateur sont préservées en isolant celui-ci des étages de préamplification et de l'étage de puissance. Ceci est réalisé à l'aide d'isolateurs optiques assurant un taux d'isolation supérieur à  $35 \text{ dB}$  du signal en retour. La fibre retenue dans l'étage de puissance est monomode à  $1 \mu\text{m}$  et possède une section efficace typique de l'ordre de  $30$  à  $60 \mu\text{m}^2$ . Lorsque la puissance s'élève encore et l'émission laser étant constituée d'une multitude de modes simultanément émis sous une enveloppe de  $2 \text{ GHz}$  il convient de s'interroger quant à savoir si des effets non linéaires ne peuvent survenir au-delà d'un certain seuil. Cette question n'a pas de réponse à ce jour, car nous n'avons pas eu l'opportunité de porter la puissance de cette source au-delà de  $10 \text{ W}$ . Des travaux sont à l'étude et le cas échéant, notre proposition serait de retenir une fibre dopée à large surface de mode afin d'augmenter le seuil de ces pénalités ; l'idéal étant de la coupler avec une solution de pompage en mode contra-propagatif à l'aide de diodes émettant à  $977 \text{ nm}$ .

### 3.3.2 Étude d'une structure MOPA avec oscillateur de type « cavité en anneau » délivrant $> 100 W$ de puissance continue

Dans cette partie, nous discutons les résultats obtenus à l'aide d'une source accordable de forte puissance. Il s'agit d'un laser en configuration MOPA dont l'oscillateur est une cavité en anneau unidirectionnelle [Hideur 01c]. Cette cavité permet l'obtention d'un signal stable temporellement quelles que soient les conditions de pompage et est donc très favorable à une montée en puissance. Tous les composants entrant en jeu dans la composition de la cavité sont indépendants de la polarisation ce qui permet une grande simplicité de mise en œuvre et la réalisation d'un laser entièrement fibré. La fibre est de type « Fibre [6  $\mu m$ , 0,12] » et sa longueur est de 6,5 m. Elle est pompée par une diode à 977 nm émettant plus de 2 W de puissance continue. L'injection de la puissance de pompe est réalisée par la technique de l'encoche en V. L'accordabilité est obtenue en ayant recours à un filtre dichroïque ajustable mécaniquement. Sa longueur d'onde centrale est de 1130 nm et peut être ajustée pour une transmission à 1080 nm avec des pertes inférieures à 2 dB. Ceci permet la réalisation d'une cavité en anneau à faibles pertes et en association avec un coupleur fibré approprié, une bonne extraction de puissance. Pour nos expériences, nous avons retenu un coupleur de type 20/80 et nous l'avons inséré dans la cavité pour que 80 % de la puissance incidente soit extraite de la cavité et 20 % réinjectée. Ceci nous a permis de réaliser un oscillateur dont la longueur d'onde est accordable entre 1080 et 1110 nm délivrant 1 W de puissance sur cette bande.

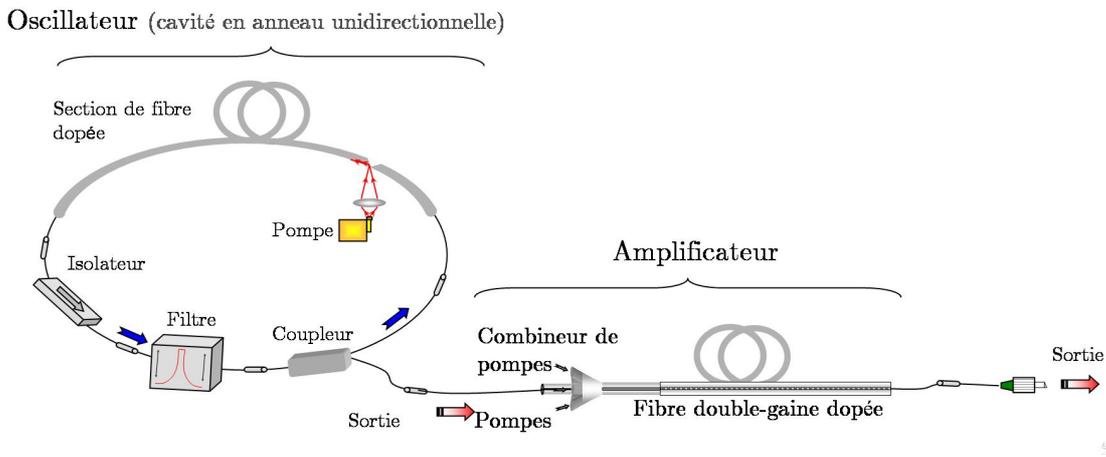


FIG. 3.7 – Schéma complet d'un laser accordable à cavité en anneau unidirectionnelle délivrant 20 W de puissance continue entre 1080 et 1110 nm.

Cette puissance est suffisante pour saturer un amplificateur de très forte puissance. Celui que nous avons réalisé délivre 21,2 W de puissance continue au maximum, sur toute la bande d'émission de l'oscillateur, pour une puissance de pompe atteignant 32 W, soit une efficacité de 67 %. Cette efficacité est comparable à celle d'une structure Fabry-Perot pompée dans les mêmes conditions (cf. § 3.2). Le schéma complet de ce laser est représenté en figure 3.7. Les spectres optiques mesurés à ce niveau de puissance laissent apparaître une remontée significative de l'ESA lorsque la puissance atteint 20 W à 1110 nm (cf.

fig. 3.8). Par contre, aucune remontée gênante de la diffusion Raman stimulée ne survient à ce niveau de puissance.

Nous pensons ainsi que la puissance accessible à l'aide de cette structure peut être portée à 100  $W$  à condition de pouvoir disposer des combineurs de pompes appropriés. L'obtention de cette puissance passe par la réalisation d'un étage de puissance pompé simultanément en mode co et contra-propagatif par une combinaison de 30 diodes délivrant chacune plus de 6,5  $W$  de puissance de pompe. La longueur d'onde de pompage peut être soit 920 soit 977  $nm$  même si celle-ci est à privilégier pour une extraction de puissance dans les grandes longueurs d'onde. C'est, en effet, ce que nous nous proposons de discuter et illustrer dans ce qui va suivre.

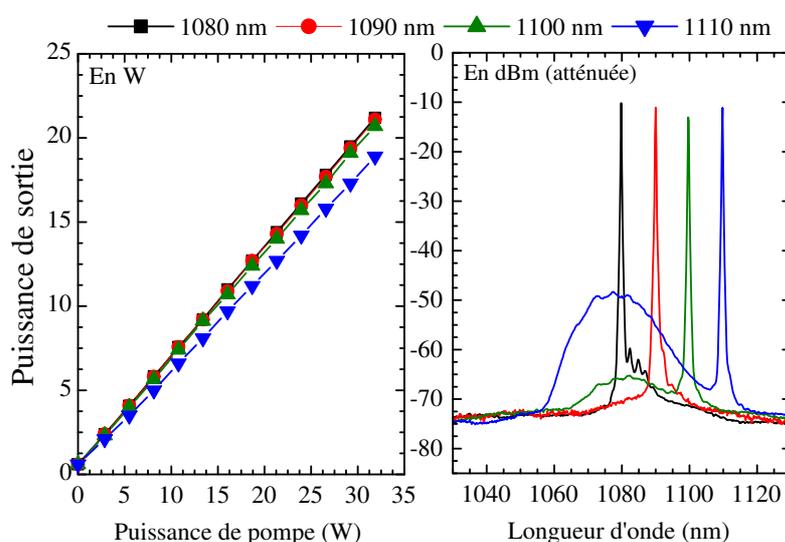


FIG. 3.8 – Puissance obtenue (gauche) et spectres optiques mesurés à 20  $W$  (droite) en sortie d'un laser accordable à cavité en anneau unidirectionnelle.

### 3.4 Montée en puissance dans un système à faible section efficace d'émission

Dans cette section, nous nous intéressons aux systèmes lasers dont la longueur d'onde d'émission est très excentrée du maximum de la courbe de gain de l'ion  $Yb^{3+}$  et à leur amplification à l'aide d'amplificateurs à fibres dopées à cette terre-rare. Nous montrons comment le problème dans ce cas, n'est pas celui de la montée en puissance mais bien celui de parvenir à en extraire. Nous confrontons nos expériences au modèle numérique de simulation.

Malgré sa large bande d'émission aux alentours de 1  $\mu m$ , l'ion Ytterbium n'est pas optimisé pour une amplification en deçà de 1030  $nm$  ainsi qu'à des longueurs d'onde supérieures à 1110  $nm$ . Il est commun de lire qu'il est nécessaire d'avoir recours à une grande longueur de fibre dopée et à un pompage à 920  $nm$  lorsque l'objectif est d'obtenir du gain dans les « grandes » longueurs d'onde [Pask 95]. De même, pour les longueurs

d'onde inférieures à  $1030\text{ nm}$ , il est d'usage de retenir un pompage à  $977\text{ nm}$  et une courte longueur de fibre dopée.

La précision des modèles numériques de simulation développés pour étudier le comportement des amplificateurs à fibre dépend du degré d'approximation retenu, du nombre et de la manière dont sont pris en compte certains paramètres intrinsèquement liés à la fibre ou extrinsèquement liés au phénomène d'amplification. En effet, développer un modèle complet d'étude du comportement d'un amplificateur à fibre requiert de tenir compte de paramètres extrinsèques tels que le régime de fonctionnement, le type de signaux à amplifier (en régime d'impulsions ou en régime continu), la puissance injectée à l'entrée de l'amplificateur, la puissance obtenue en sortie de celui-ci. Cette tâche nécessite aussi de tenir compte de propriétés intrinsèques telles que le caractère homogène ou non homogène du milieu, l'émission spontanée amplifiée, les phénomènes d'extinction comme le transfert d'énergie, l'absorption par états excités, les phénomènes d'extinction par paire d'ions, les distributions spatiales des modes et des dopants, la diffusion Rayleigh. Il est aussi souhaitable d'anticiper si, oui ou non, un effet non linéaire est susceptible de survenir au cours de l'amplification. Le temps de calcul dépend du degré de complexité retenu dans la modélisation, la précision des prédictions obtenues de la finesse des valeurs intrinsèques et extrinsèques rentrées dans le modèle.

Les résultats dépendent aussi des données expérimentales collectées afin de caractériser la fibre dont il est fait usage. Parmi celles-ci la mesure des sections efficaces d'émission et d'absorption joue un très grand rôle. En effet, le gain de l'amplificateur est directement lié à ces grandeurs comme indiqué par la relation 1.22. Or, il s'avère que ces sections efficaces d'absorption et d'émission sont très difficiles à mesurer avec précision aux 2 extrémités de chacune des courbes d'absorption et d'émission i.e. dans les très courtes [Brunet 04] et très grandes longueurs d'onde [Bordais 02]. Ces modèles sont donc très bien adaptés à un usage pour une amplification entre  $1040$  et  $1100\text{ nm}$ , c'est-à-dire sensiblement là où le gain accessible à l'aide de fibres dopées  $Yb^{3+}$  est le plus important. Les résultats sont, par contre, à manipuler avec beaucoup plus de précautions s'agissant de l'amplification de signaux à faible section efficace d'émission  $\sigma_e$ .

Très peu de références font état de résultats d'amplification au delà de  $1110\text{ nm}$ . De plus, les informations collectées sont contradictoires selon les analyses effectuées. Dans la référence [Paschotta 97c] les auteurs discutent de l'amplification à l'aide d'amplificateurs à fibre monomode simple gaine dopée  $Yb^{3+}$ . Leur analyse, s'agissant de l'amplification jusqu'à  $1150\text{ nm}$  à l'aide d'un pompage à une longueur d'onde centrée à  $910\text{ nm}$ , détermine qu'un pompage fort à cette longueur d'onde conduit à 97 % de population des états excités, soit une inversion de population quasi maximum, et donc à un gain par mètre lui aussi quasi maximum. Le gain est toutefois limité par une remontée importante de l'ESA à  $\sim 975\text{ nm}$  et les auteurs suggèrent le recours à des architectures à double passage avec réflexion du signal à amplifier mais pas de l'ESA à  $977\text{ nm}$  afin d'accroître le gain sur le signal ou encore d'introduire des sections de fibres absorbant le signal à  $977\text{ nm}$  mais pas celui à amplifier (par exemple des sections de fibre dopées  $Er^{3+}$ ). Cette analyse est contredite par celle menée dans la référence [Bordais 02]. En effet, d'après l'auteur l'inversion de population obtenue par pompage à  $920\text{ nm}$  est inférieure à celle obtenue par pompage à  $977\text{ nm}$ . De plus, il suggère qu'au delà de  $1080\text{ nm}$ , l'Ytterbium se comportant comme un milieu à quasi-quatre niveaux il n'y a pas de réabsorption du signal le long de la fibre et que donc le gain demeure proportionnel à l'inversion de population. Ce qui conduit à recommander un pompage à  $977\text{ nm}$  pour l'amplification au delà de  $1080\text{ nm}$

quand il est fait usage de fibre double-gaine afin de maximiser le gain par rapport à un pompage à  $\sim 910 \text{ nm}$ .

Nous avons mené une analyse de l'amplification d'un signal à faible section efficace d'émission tant en ayant recours au modèle numérique de simulation qu'à une série d'expériences. Les résultats obtenus à l'aide du modèle ne prétendent pas qu'il soit permis de s'affranchir de l'expérimentation car les valeurs obtenues par le modèle sont limitées par la précision sur la mesure des sections efficaces d'absorption et d'émission au delà de  $1100 \text{ nm}$ . Elles nous autorisent, toutefois, à dégager un certain nombre de tendances. Celles-ci, comme il est exposé dans ce qui suit, tendent à confirmer l'analyse de [Bordais 02] par rapport à celle de [Paschotta 97c] et sont vérifiées expérimentalement.

### 3.4.1 Amplifications à $1127 \text{ nm}$

L'architecture de l'amplificateur retenue pour cette série d'expériences et de simulation est donnée par la figure 3.9. Il est constitué d'un tronçon de fibre du type « Fibre  $[6 \mu\text{m}, 0,12]$  » caractérisée au laboratoire de diamètre de cœur  $6 \mu\text{m}$  et d'O.N. 0,12. Elle est pompée à l'aide de la technique de l'encoche en V (cf. page 21) par une diode semi-conductrice à large surface émettrice. Le pompage peut être contra ou co-propagatif. La diode possède une longueur d'onde d'émission centrée à  $920$  ou  $977 \text{ nm}$  selon les cas. La longueur de fibre est ajustée au besoin.

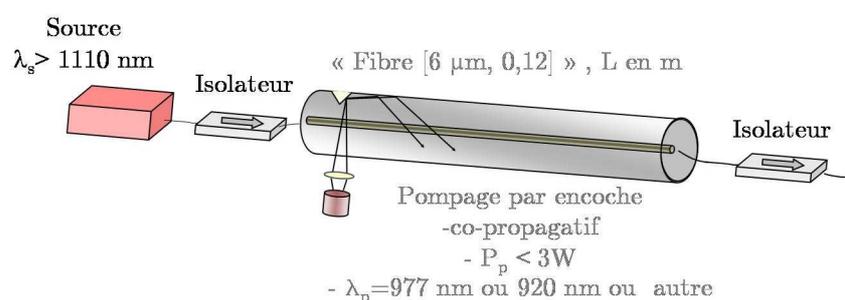


FIG. 3.9 – Architecture de l'amplificateur à fibre double-gaine dopée  $\text{Yb}^{3+}$  utilisé pour l'amplification d'un signal à faible section efficace d'émission. Le pompage, ici représenté en co-propagatif, peut être contra-propagatif selon les cas.

### 3.4.2 Étude de l'influence du niveau d'entrée

Nous avons dans un premier temps étudié l'influence du niveau d'entrée d'un signal à  $1127 \text{ nm}$  sur les performances de l'amplificateur. Pour ce faire, nous avons comparé les résultats en amplification d'un signal à  $1127 \text{ nm}$  et d'un signal proche du maximum de la courbe de gain de l'Ytterbium en l'occurrence à  $1064 \text{ nm}$ . La puissance d'entrée varie entre  $1$  et  $100 \text{ mW}$  en régime continu, la fibre est du type « Fibre  $[6 \mu\text{m}, 0,12]$  » et sa longueur est de  $10 \text{ m}$ . Le pompage s'effectue à l'aide d'une diode émettant une forte puissance à  $977 \text{ nm}$  en co-propagatif. La puissance de pompe est variable entre  $100 \text{ mW}$  et  $5 \text{ W}$ . Nous donnons les résultats de ces simulations sur la figure 3.10.

Les résultats de ces simulations montrent 2 phénomènes :

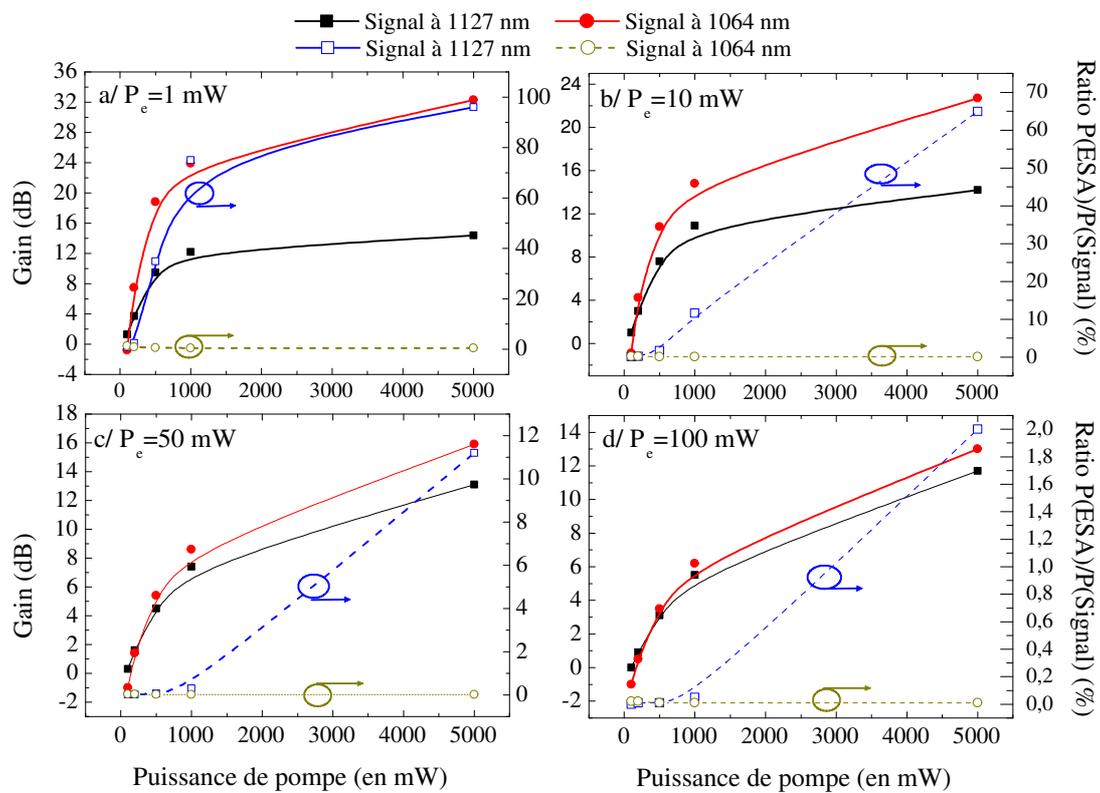


FIG. 3.10 – Résultats de simulation en amplification d'un signal à faible section efficace d'émission selon le niveau d'entrée. La longueur de la fibre est de 10 m et la fibre est du type « Fibre [6  $\mu m$ , 0,12] » (cf. page 49)

- quand le signal d'entrée est faible à 1127 nm (cf. fig. 3.10 a/), on assiste à une saturation du gain par l'émission spontanée amplifiée. Dans ce cas, la part de l'ESA dans la puissance totale peut pratiquement atteindre 100 % lorsque la puissance de pompe s'élève. Presque toute la puissance injectée sert une augmentation du niveau de l'ESA au détriment de la puissance signal. En pratique, ceci se traduit par l'apparition d'un effet laser parasite sur le maximum de la courbe de l'ESA quand la puissance de pompe devient trop importante,
- quand le signal d'entrée s'élève on assiste à une saturation du gain car l'amplificateur fonctionne en régime saturé. Dans ce cas (cf. fig. 3.10 c/ et d/), la part de l'émission spontanée amplifiée dans la puissance totale de sortie devient négligeable.

Ces simulations laissent donc apparaître que même dans le cas de l'amplification d'un signal à faible section efficace d'émission, il est possible d'extraire de la puissance et de faire fonctionner l'amplificateur en régime de saturation. Pour ce faire, il peut cependant être nécessaire de cascader les étages de préamplification afin de porter la puissance d'entrée (faible) jusqu'à un niveau plus important (typiquement de 100 mW) en retenant une solution de filtrage de l'émission spontanée amplifiée entre les étages. En effet, il peut s'avérer tout aussi délicat d'extraire de la puissance d'une source laser à fibre dopée  $Yb^{3+}$  émettant à une longueur d'onde éloignée du maximum de la courbe de gain de cette terre-rare que d'extraire du gain dans le signal en sortie d'un amplificateur en amplification de ces longueurs d'onde. Dans nos expériences, nous avons travaillé avec une source fibrée émettant un maximum de 10 mW de puissance continue à 1127 nm.

### 3.4.3 Étude de l'influence de la longueur d'onde de pompe

Dans cette section, nous étudions l'influence de la longueur d'onde de pompe sur l'efficacité de l'amplification d'un signal à faible section efficace d'émission dans un amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$ . Dans ces simulations, la puissance d'entrée est de 100 mW en continu à 1127 nm, l'absorption de la pompe est de 1,4 dB/m, 0,4 dB/m, 0,03 dB/m et 0,01 dB/m à 977, 920, 1030 et 1047 nm respectivement. Le pompage s'effectue en co-propagatif et nous avons supposé un rendement de couplage de 80 %. La longueur de fibre dopée est fixe et égale à 20 m.

Ces calculs montrent que **la longueur d'onde de pompe la plus favorable à une amplification à une longueur d'onde de signal à faible section efficace d'émission est 977 nm**. En effet, cette longueur d'onde permet de maximiser le gain net accessible (cf. fig 3.11 a) mais aussi le gain par mètre de fibre dopée (cf. fig 3.11 b).

Ces résultats permettent, par ailleurs, de mettre en évidence le fait qu'une amplification à l'aide d'une longueur d'onde de pompe autre que 977 nm ou 920 nm dans un système réel est impossible bien que l'idée soit attrayante a priori [Paschotta 97c]. En effet, le rendement quantique peut être maximisé si la longueur d'onde de pompage se rapproche, en demeurant inférieure [Bordais 02], de la longueur d'onde du signal à amplifier. Mais c'est bien là le seul avantage et tous les autres paramètres dont il faut tenir compte afin de parvenir à une architecture d'amplificateur optimisée sont en défaveur de ce choix. L'absorption de la pompe aux longueurs d'onde plus grandes que 1030 nm est, notamment, trop faible pour extraire de la puissance et quand bien même cela est possible, ce gain est compensé par les pertes passives de la fibre.

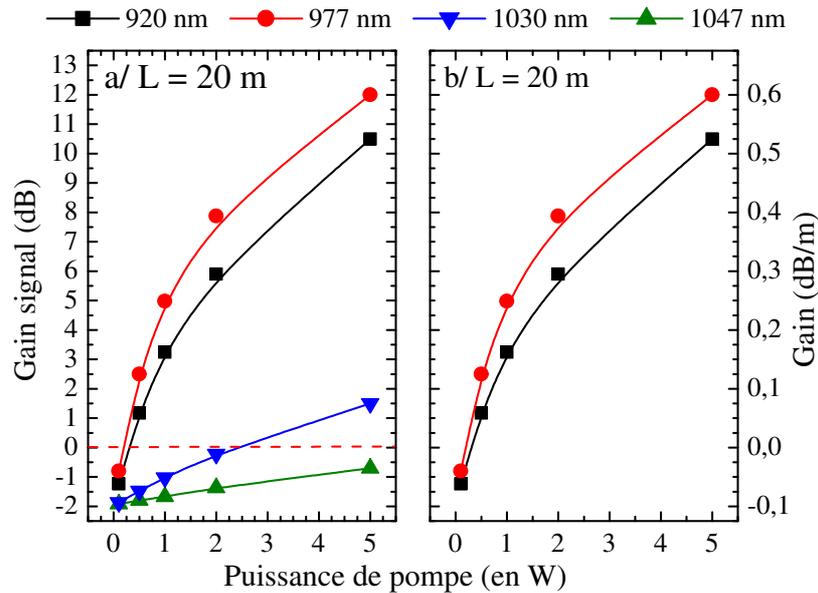


FIG. 3.11 – Comparaison entre le gain accessible à  $1127\text{ nm}$  pour diverses longueurs d'onde de pompe en fonction de la puissance de pompe disponible. La puissance d'entrée est de  $100\text{ mW}$  et la fibre est du type « Fibre [ $6\ \mu\text{m}$ ,  $0,12$ ] » (cf. page 49)

### 3.4.4 Étude de l'influence de la longueur de fibre dopée

Dans cette section, nous étudions l'influence de la longueur de fibre dopée sur le gain extractible à une longueur d'onde présentant un faible gain en amplification par système à fibre dopée  $Yb^{3+}$ . Pour ce faire, nous avons simulé, pour un signal laser à  $1127\text{ nm}$ , de puissance  $100\text{ mW}$ , la longueur de fibre dopée à retenir en fonction de la longueur d'onde de pompe. En effet, comme dans le cas des lasers [Magne 94a], le gain accessible à l'aide d'un amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$  se décale vers les grandes longueurs d'onde au fur et à mesure que la longueur de fibre dopée augmente. Cette analyse nous montre qu'il n'est nul besoin de retenir une longueur de fibre très importante pour maximiser le gain accessible à ces grandes longueurs d'onde. En effet, quelle que soit la longueur d'onde de pompe retenue, nous déterminons une longueur optimale de fibre dopée au-delà de laquelle le gain accessible diminue. Cette longueur de fibre, avec les paramètres pris en compte dans notre modèle, s'établit entre  $15$  et  $20\text{ m}$ . Nous montrons que pour des longueurs de fibre supérieures, si le gain se décale vers les grandes longueurs d'onde (cf. fig 3.12), sa valeur nette diminue dans le même temps. Ceci provient des pertes de fond de la fibre. En effet, pour des longueurs d'onde supérieures à  $1080\text{ nm}$ , l'Ytterbium se comporte comme un milieu quasi-4 niveaux, et il n'y a donc pas de réabsorption par les états excités. La baisse du gain lorsque la longueur de fibre augmente au-delà de la valeur optimale pour chaque longueur d'onde de pompe ne provient pas de ce phénomène mais des pertes passives sur le signal dans le cœur de la fibre. Nous avons ici considéré comme valeur de ce paramètre  $\alpha = 70\text{ dB/km}$ . Dans ces simulations, la puissance d'entrée est de  $100\text{ mW}$  en continu à  $1127\text{ nm}$ , l'absorption de la pompe est de  $1,4\text{ dB/m}$ ,  $0,4\text{ dB/m}$ ,

0,03  $dB/m$  et 0,01  $dB/m$  à 977, 920, 1030 et 1047  $nm$  respectivement. Le pompage s'effectue en co-propagatif par une pompe de 1  $W$  et nous avons supposé un rendement de couplage de 80 %.

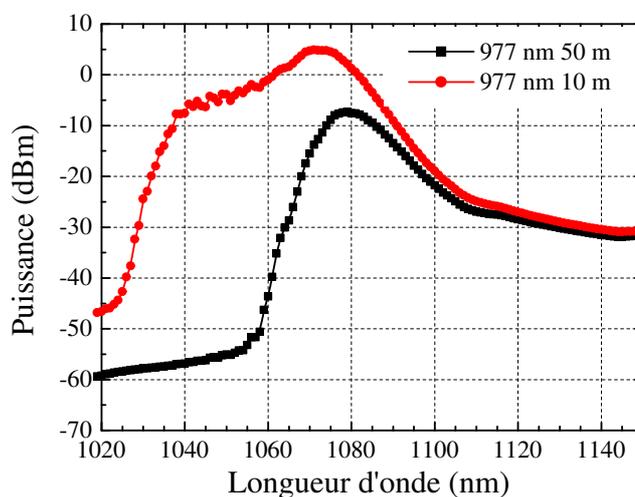


FIG. 3.12 – Comparaison entre le gain accessible par pompage à 977  $nm$  avec 1  $W$  de puissance de pompe pour 10 et 50  $m$  de « Fibre [6  $\mu m$ , 0,12] ». La puissance d'entrée est de 100  $mW$ .

Ces simulations révèlent, là encore, que le choix le plus judicieux est de **retenir un pompage à 977  $nm$** . Ainsi, par rapport à toutes les autres, cette longueur d'onde est celle qui maximise non seulement le gain net accessible (cf. fig. 3.13 a) mais aussi le gain par mètre de fibre dopée (cf. fig 3.13 b). Ceci revêt une importance toute particulière s'agissant de l'amplification de sources très cohérentes, dont la largeur à mi-hauteur s'établit sous la largeur à mi-hauteur du décalage Brillouin et dont l'amplification au-delà d'une certaine puissance peut être limitée par cet effet [Grot 03a].

En première approche, la stratégie à retenir s'agissant de l'amplification, à l'aide d'une fibre double-gaine dopée  $Yb^{3+}$ , d'un signal à faible section efficace d'émission pour cette terre-rare, est de retenir une diode de pompe à 977  $nm$  pompant une longueur de fibre relativement courte, l'objectif étant de maximiser le gain par mètre de fibre dopée. Ceci va dans le sens d'une augmentation des seuils des effets non linéaires quand ceux-ci sont susceptibles de survenir. Que le pompage s'effectue en co ou en contra-propagatif n'a, par contre, que peu d'influence sur ces résultats. Un pompage contra-propagatif est, le cas échéant cependant, à favoriser afin de limiter l'impact néfaste des effets non linéaires [Kulcsar 03].

Dans ce qui suit, nous illustrons la validité de cette stratégie a priori par un exemple complet d'amplification d'une source laser émettant 12  $mW$  de puissance continue d'un signal à 1127  $nm$ .

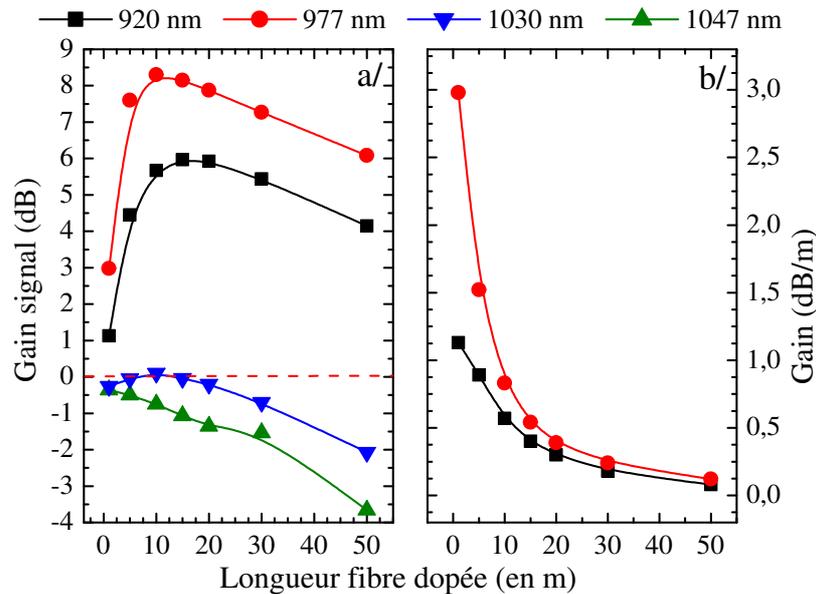


FIG. 3.13 – Comparaison entre le gain accessible à  $1127\text{ nm}$  pour diverses longueurs de « Fibre  $[6\ \mu\text{m}, 0,12]$  » dopée selon la longueur d'onde de pompe. La puissance d'entrée est de  $100\text{ mW}$ .

### 3.5 Amplification au delà de $1\text{ W}$ d'un signal de faible section efficace d'émission $\sigma_e$

Nous présentons les résultats obtenus lors de l'amplification au delà de  $1\text{ W}$ , d'un signal monochromatique à  $1127\text{ nm}$ . Le laser émet sur un seul mode longitudinal dont la largeur spectrale est inférieure à  $100\text{ kHz}$ . L'amplificateur est constitué de 2 étages utilisant de la fibre double-gaine dopée  $Yb^{3+}$ . Pour une amplification au-delà de  $1100\text{ nm}$ , nous avons vu que le gain est faible et une structure multi-étages incorporant un filtrage de l'émission spontanée amplifiée s'avère indispensable. Nous montrons que les performances de l'amplificateur sont intimement liées à la longueur d'onde de pompage retenue ( $920\text{ nm}$  ou  $977\text{ nm}$ ).

#### 3.5.1 Étage de préamplification : résultats de pompage à $920$ et $977\text{ nm}$

Pour cette étude, nous avons utilisé la « Fibre  $[6\ \mu\text{m}, 0,12]$  ». Les grands diamètres et ouvertures numériques de la première gaine permettent le couplage de lasers de forte puissance. La lumière émise par des diodes de pompe de  $4\text{ W}$  est couplée au moyen de la technique de l'encoche en V avec un rendement de couplage meilleur que  $80\%$ . La lumière de pompe, injectée transversalement, est couplée dans la gaine par réflexion totale sur la facette d'une encoche en V usinée directement dans la fibre. Le signal d'entrée est obtenu avec un laser monomode à fibre dopée  $Yb^{3+}$  émettant  $12\text{ mW}$  de puissance à  $1127\text{ nm}$ .

Nous avons analysé les performances en terme de gain, obtenues pour diverses longueurs de fibre double-gaine aux longueurs d'onde de pompage de 920 nm et 977 nm. Tenant compte des résultats d'analyse précédents (cf. page 87 et 89), nous n'avons pas exploré le pompage à l'aide d'autres longueurs d'onde. Le choix de la longueur d'onde de pompage entre 920 nm (meilleure inversion) et 977 nm (absorption plus élevée) est guidée par la réabsorption de l'émission spontanée amplifiée à 977 nm le long de la fibre dopée. Les mesures ont été confrontées à notre modèle de simulation basé sur un formalisme similaire à celui de Giles Desurvire. Les simulations réalisées ont permis de déterminer la longueur optimale de fibre double-gaine dopée  $Yb^{3+}$  pour un budget de pompe de 2,5 W. Ces résultats montrent à nouveau qu'il n'est nul besoin d'utiliser une longueur importante de fibre pour obtenir une amplification optimale à 1127 nm. Cette longueur optimale est d'environ 20 à 30 m pour chacune des 2 longueurs d'onde. On observe cependant une très faible différence dans les performances obtenues pour des longueurs de fibre double-gaine dopée  $Yb^{3+}$  comprises entre 10 et 25 m, toute chose égale par ailleurs. Ces résultats sont confirmés expérimentalement et présentés dans la figure 3.14. Le gain obtenu pour 2,4 W de pompe est supérieur à 12,4 dB pour un pompage à 977 nm pour seulement 9,7 dB à 920 nm. Pour des puissances de pompe supérieures, il y a saturation du gain par l'émission spontanée amplifiée [Paschotta 97c]. La figure 3.15 montre le spectre optique obtenu en sortie de cet étage de préamplification par comparaison entre les résultats de modélisations et d'expériences. Ces résultats déterminent l'emploi d'un étage court pompé à 977 nm et fixe ainsi l'architecture d'un préamplificateur.

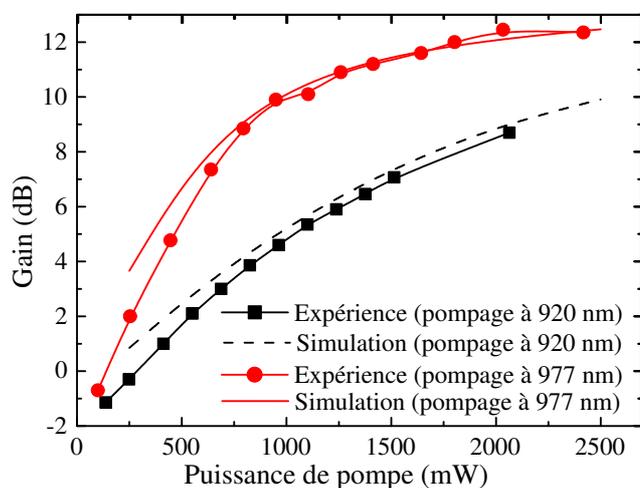


FIG. 3.14 – Comparaison du gain accessible à 1127 nm pour une puissance d'entrée de 12 mW et une longueur de FDG dopée  $Yb^{3+}$  du type « Fibre [6  $\mu m$ , 0,12] » optimale en pompant à 920 nm ou 977 nm (expérience et simulation)

Finalement, nous avons choisi d'utiliser 12,5 m de fibre double-gaine dopée  $Yb^{3+}$  pour l'étage de préamplification. La puissance totale en sortie est égale à 355 mW, correspondant à une puissance signal disponible à 1127 nm de 270 mW le reste étant distribué dans la part d'émission spontanée amplifiée. Nous trouvons une différence minime de

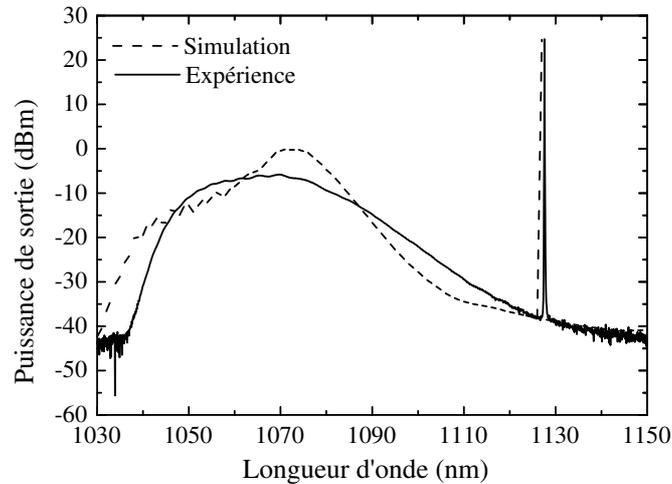


FIG. 3.15 – Signal obtenu en sortie de l'étage de préamplification (expérience et simulation). La puissance totale extraite est de  $355 \text{ mW}$ .

1,3  $dB$  entre le modèle et les résultats expérimentaux. Au delà, la saturation du gain par l'émission spontanée amplifiée devient prépondérante et il y a apparition d'un effet laser indésirable à la longueur d'onde correspondant au pic d'émission spontanée amplifiée.

La stratégie pour une amplification efficace à  $1127 \text{ nm}$  est de maximiser le gain par mètre de fibre double-gaine dopée et de minimiser les pertes passives. Pour s'affranchir de l'émission spontanée amplifiée et atteindre ainsi des niveaux de puissance de sortie élevés, il est nécessaire de cascader les étages d'amplification. Un filtre est inséré entre chaque étage pour minimiser l'accumulation de l'émission spontanée amplifiée. La figure 3.16 présente l'architecture d'un amplificateur délivrant plus de  $1 \text{ W}$  de puissance de sortie. Le filtre inter-étage est un filtre passe-bande de largeur à mi-hauteur de  $5 \text{ nm}$  qui est optimisé pour une transmission maximale à  $1127 \text{ nm}$ . Si l'on tient compte du gain très faible accessible à  $1127 \text{ nm}$  par cette technologie, la minimisation de toutes les pertes additionnelles est prépondérante et, dans ce cas, l'usage du couplage par encoche en V s'avère très pertinent.

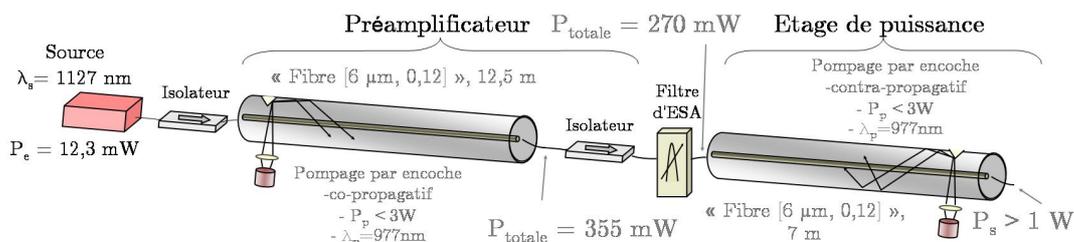


FIG. 3.16 – Architecture optimisée d'un amplificateur à  $1127 \text{ nm}$  délivrant plus de  $1 \text{ W}$  de puissance de sortie.

La sortie de l'étage de préamplification est connectée à un étage de puissance. La puissance signal disponible après filtrage de l'émission spontanée amplifiée est 270 mW comme le montre l'incrustation de la figure 3.19. Cette puissance est directement injectée dans l'étage de puissance. Nous avons déterminé à l'aide de notre modèle la longueur optimale de fibre à retenir afin de maximiser la puissance de sortie dans le signal utile à 1127 nm. Les résultats sont consignés dans la figure 3.17 et montrent, une fois encore, que la meilleure stratégie est de retenir un pompage à 977 nm par rapport à un pompage à 920 nm. En effet, cette longueur d'onde permet d'abaisser la puissance de pompe nécessaire à l'obtention de plus de 1 W de puissance signal à 2,5 W par pompage à l'aide de la technique de l'encoche en V avec un rendement de 80 % d'une longueur de fibre de 10 m. Par comparaison, il est nécessaire de retenir une longueur de 30 m pompée par plus de 6 W à 920 nm pour parvenir à ce même résultat théorique. En pratique, la puissance sera limitée bien avant que cette puissance de pompe ne soit atteinte par l'apparition d'un effet laser parasite sur le maximum de la courbe d'émission spontanée amplifiée, le gain profitant à celle-ci plutôt qu'au signal.

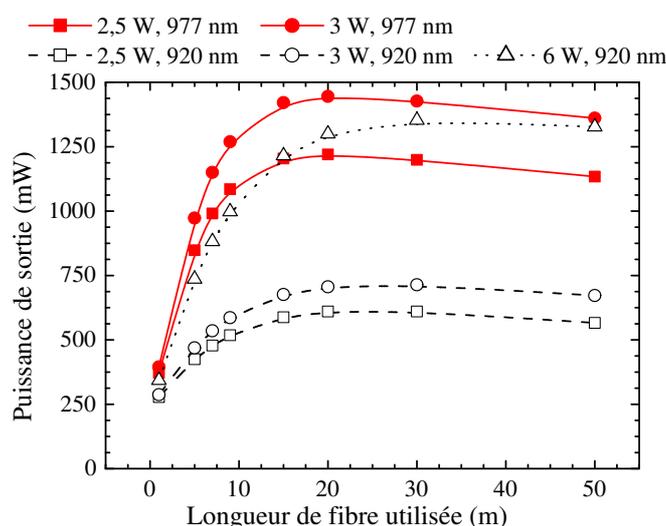


FIG. 3.17 – Puissance de sortie accessible en fonction de la longueur de FDG pompée à 920 nm ou 977 nm

A l'issue de ces résultats de modélisation, nos expériences nous ont permis d'atteindre 1,05 W de puissance de sortie (cf. fig. 3.18), 90% de cette puissance étant concentrée dans le pic à 1127 nm (cf. fig. 3.19), en utilisant 7 m de fibre double-gaine dopée  $Yb^{3+}$  pompée par 2,5 W de puissance à 977 nm. Il est à noter, en outre, que nous avons retenu un pompage co-propagatif pour l'étage de préamplification afin de limiter le niveau d'émission spontanée et un pompage contra-propagatif afin de réduire la sensibilité de l'étage de puissance à la diffusion Brillouin stimulée [Jaouen 03b]. Pour l'ensemble de l'amplificateur ainsi réalisé, la puissance totale de pompe est d'environ 6 W et conduit à une efficacité optique globale de 16 %. Celle-ci croit à 25 % si nous déduisons les pertes de puissance par couplage et la puissance de pompe résiduelle.

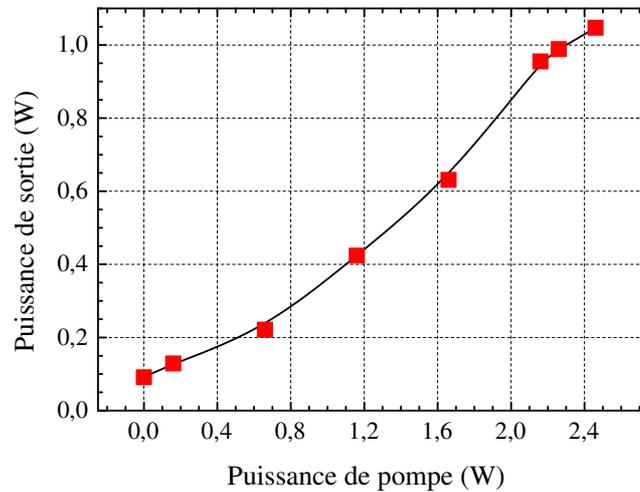


FIG. 3.18 – Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe accessible par pompage à  $977\text{ nm}$ . La puissance injectée est de  $270\text{ mW}$ .

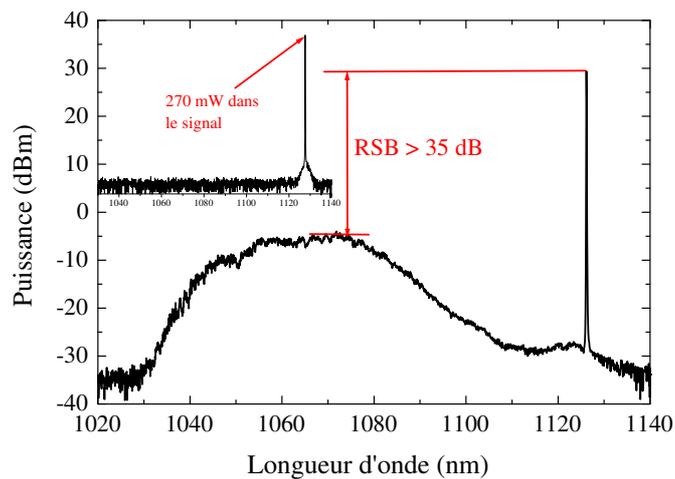


FIG. 3.19 – Spectre optique du signal obtenu en sortie de l'amplificateur lorsque la puissance dépasse  $1\text{ W}$ . En incrustation, le spectre optique du signal injecté en entrée de l'étage de puissance après filtrage de l'ESA en sortie de l'étage de préamplification

### 3.5.2 Analyse à cet exemple complet

Nous avons démontré les résultats d'amplification d'un signal laser à 1127 nm au delà de 1 W de puissance de sortie par un système à fibre double-gaine dopée  $Yb^{3+}$ . La conception de cet amplificateur a été guidée par le souci d'une optimisation du niveau de puissance du signal comparé au niveau d'ESA, d'une optimisation du gain par mètre, ainsi que par celui de s'affranchir des effets non linéaires. Ces contraintes nous ont été imposées par le très faible gain disponible à 1127 nm. Le choix a été d'effectuer un pompage à 977 nm, les performances obtenues étant bien meilleures que celles accessibles par pompage à 920 nm. Ces résultats expérimentaux ont été confrontés à notre modèle numérique qui nous a conforté dans ces choix. **Ils constituent un modèle innovant dont l'originalité a été reconnue par une publication dans une revue internationale.** Ces résultats ont été publiés durant nos travaux [Grot 03a].

### 3.5.3 Vérification à une autre longueur d'onde de faible section efficace d'émission

Afin de conforter notre stratégie à une bande étendue de longueurs d'onde de faible section efficace d'émission accessible à l'aide de fibres dopées Ytterbium, le même genre d'expériences a été mené en amplification d'un signal à 1115 nm. Pour ce faire, nous avons mené une campagne de simulations, dans des conditions équivalentes de niveau d'entrée comparé au cas à 1127 nm, à la longueur d'onde signal de 1115 nm. La puissance d'entrée retenue est ainsi de 12,3 mW dans le cadre premier de ces simulations. Ces résultats sont reportés en figure 3.20. La longueur de « Fibre [6  $\mu m$ , 0,12] » retenue est de 7 m dans le cas d'un pompage à 920 nm ou 977 nm. Ces simulations ont été confrontées à l'expérience (cf. fig. 3.20) et nous ont orienté, à nouveau, vers le choix d'un pompage à 977 nm d'une section courte de fibre. Cette dernière est celle qui maximise le gain par mètre de fibre dopée. La figure 3.21 montrent les résultats de spectres optiques obtenus pour une puissance de pompe injectée de 2 W. La figure 3.21 montre, par ailleurs, qu'un pompage à 920 nm favorise une réduction du niveau de l'émission spontanée amplifiée puisque la part de cet effet est de 8 % de la puissance totale dans le cas d'un pompage à 920 nm et de 31 % dans le cas d'un pompage à 977 nm. Ceci n'enlève rien à la pertinence du choix d'un pompage favorisant le gain par mètre car la remontée d'ESA en excès peut être très facilement supprimée par un filtre. Celui-ci ne dégradant pas la différence de gain entre les longueurs d'onde possibles.

Au final, nous avons mené une expérience complète d'amplification à cette longueur d'onde partant d'un niveau de signal 12 fois inférieur et nous avons porté ces résultats à plus forte puissance. Un amplificateur formé d'une architecture à 2 étages de préamplification avec filtrage de l'ESA inter-étages a, ainsi, été constitué qui a permis d'extraire plus de 3 W de signal. La puissance d'entrée est de 1 mW et chaque étage a été pompé à 977 nm par la méthode de l'encoche en V. Le spectre optique et la puissance obtenue en sortie sont reportés en figure 3.22. L'efficacité optique de l'étage de puissance est supérieure à 70 %.

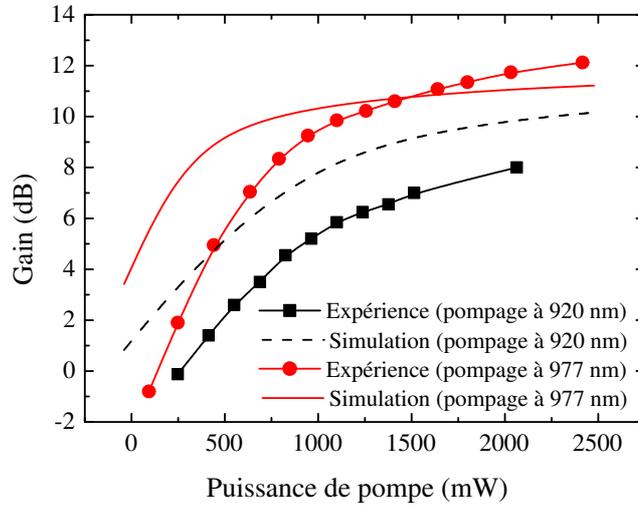


FIG. 3.20 – Comparaison entre résultats d'expériences et de simulations en amplification d'un signal à faible section efficace d'émission à  $1115 \text{ nm}$

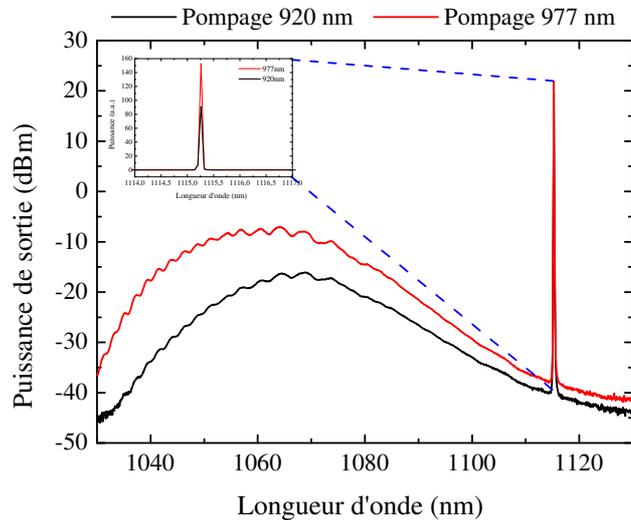


FIG. 3.21 – Spectres optiques obtenus en sortie d'un amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$  en pompage à  $920 \text{ nm}$  ou  $977 \text{ nm}$ . La longueur de fibre est de  $7 \text{ m}$  et la puissance de pompe injectée de  $2 \text{ W}$ . En incrustation : agrandissement du signal, en échelle linéaire, montrant la différence d'extraction de puissance sur le signal selon la longueur d'onde pompe.

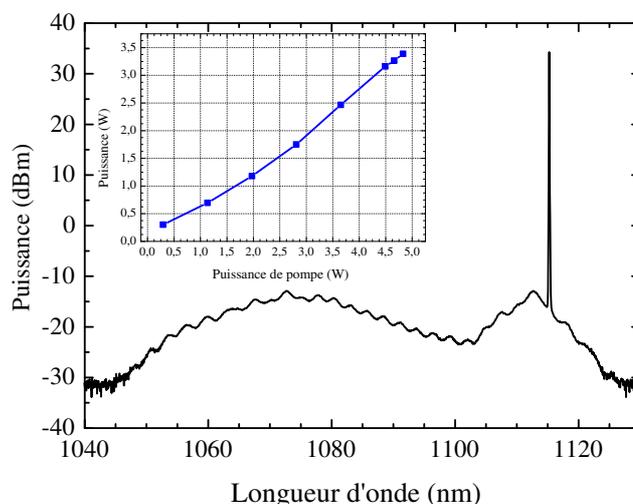


FIG. 3.22 – Spectre optique obtenu en sortie d’un amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$  de forte puissance délivrant plus de 3 W de flux continu à 1115 nm. En incrustation : la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe injectée.

### 3.6 Conclusion à ce chapitre

Ce chapitre nous a fait rentrer dans le vif de nos expériences et nous a permis de confronter nos résultats expérimentaux à notre modèle numérique de simulation présenté par ailleurs au chapitre 1. Cette partie est exclusivement consacrée à la présentation et à l’étude de nos expériences menées en régime de fonctionnement continu. Pour autant que nos résultats demeurent très éloignés des performances les plus remarquables en terme de puissances brutes atteintes [Jeong 05c, Payne 06], nous avons porté les résultats obtenus au laboratoire à trois fois les valeurs reportées précédemment à l’aide des mêmes technologies. Notre réflexion a aussi porté sur la manière d’atteindre, avec ces résultats, encore davantage de puissance et nous laisse croire que des puissances de 100 W sont très prochainement réalisables.

Au-delà, nous avons essayé d’aborder le thème de la montée en puissance à l’aide d’une approche originale. Ainsi, plus que la puissance brute, avons-nous avant tout cherché à développer des systèmes d’amplificateurs qui permettent de porter la puissance de sources lasers de faible puissance vers de plus grandes valeurs sans perte de leurs propriétés intrinsèques.

Nous avons aussi étudié en détail le moyen le plus pertinent d’extraire de la puissance par amplification d’un signal à faible section efficace d’émission. Ce type de signaux, très éloignés du maximum de la courbe de gain de la terre-rare considérée, en l’occurrence pour ce qui nous concerne l’Ytterbium, requiert l’usage d’une structure d’amplificateur à étages multiples avec filtrage de l’émission spontanée amplifiée. Nous avons obtenu des résultats originaux concernant l’amplification de ce type de lasers et recommandons de déployer des structures d’amplificateurs composées d’une section de fibre dopée de courte longueur et retenant un pompage à 977 nm plutôt qu’une grande longueur de fibre pompée

à 920 *nm*. Ces résultats ont été valorisés dans une publication au cours de notre travail de thèse [Grot 03a]. L'aspect prépondérant de la méthode est de maximiser le gain par mètre de fibre dopée de l'étage de puissance. Ceci va dans le sens d'une augmentation du seuil d'apparition des effets non linéaires qui peuvent, de manière très probable, se manifester quand la puissance croît.

Dans chaque cas, nous avons proposé une structure d'amplificateur ou de laser à fibre optimisée et notre étude est illustrée de nos résultats expérimentaux.

# Chapitre 4

## Amplification de sources cohérentes à $1 \mu m$

### Sommaire

---

<b>4.1</b>	<b>Introduction au quatrième chapitre . . . . .</b>	<b>101</b>
<b>4.2</b>	<b>Gestion des effets limitant apportés par la diffusion Brillouin stimulée . . . . .</b>	<b>102</b>
<b>4.3</b>	<b>Effets limitant engendrés par effet Kerr . . . . .</b>	<b>104</b>
4.3.1	Analyse des effets Kerr . . . . .	104
4.3.2	Conclusion . . . . .	109
<b>4.4</b>	<b>Conclusion au quatrième chapitre . . . . .</b>	<b>109</b>

---

### 4.1 Introduction à ce chapitre

En corollaire au précédent chapitre, nous allons développer dans celui qui débute notre traitement de l'amplification de sources très cohérentes à  $1 \mu m$ . Ce chapitre sera, par ailleurs, l'occasion pour nous d'introduire nos premiers résultats d'amplification de sources en régime d'impulsions. Notre objectif ici n'est pas de développer et discuter les valeurs obtenues de puissances brutes, ceci est laissé pour discussion aux chapitres 3 et 5 respectivement dans le traitement de nos résultats en régime continu et en régime d'impulsions.

L'objet de cette partie est de présenter la manière dont, lorsque la puissance s'élève, nous avons appréhendé la préservation de la cohérence spectrale de la source et, le cas échéant, mis en œuvre des solutions nous permettant de garantir ce résultat lorsque des facteurs limitant sont survenus. Nous discuterons aussi, brièvement, des méthodes mises en œuvre afin de parvenir à l'amplification de sources très cohérentes sans être gênés par les effets non linéaires. Les résultats obtenus l'ont été à l'aide d'architectures à oscillateur amplifié. En effet, pour des applications requérant une grande pureté spectrale dans des signaux lasers monomodes longitudinaux ou très faiblement multimodes, il est préférable de partir d'une source de faible puissance pour ensuite l'amplifier. Les caractéristiques spectrales sont alors connues<sup>1</sup> et à préserver lorsque la puissance devient importante. Dans

---

<sup>1</sup>Pour des raisons de confidentialité et afin de préserver des paramètres stratégiques au niveau industriel

le cas où une source de puissance est développée autour d'une cavité laser entièrement fibrée, nous avons vu (cf. § 3.2 page 78) que la largeur spectrale du signal obtenu dépend de la largeur des réseaux fermant la cavité et augmente avec la puissance. Il est difficile, voire impossible d'obtenir des sources de puissance de largeur à mi-hauteur inférieure à  $100 \text{ kHz}$  par exemple avec ce type de cavités. Par ailleurs, les diodes semiconductrices de grande finesse spectrale sont, elles aussi, limitées en puissance.

Nous développons notre analyse autour de 2 expériences menées au laboratoire. La première est le résultat d'une amplification au delà de  $1 \text{ W}$  d'une source monomode longitudinale de largeur spectrale inférieure à  $100 \text{ kHz}$ . Celle-ci est menée en régime de fonctionnement continu. Lorsque la puissance s'élève, le premier effet susceptible de devenir gênant est la diffusion Brillouin stimulée (cf. tableau récapitulatif *n*°2.4 page 49). La seconde a, cette fois, été menée en régime d'impulsions. Nous discutons d'une méthode permettant de conserver la pureté spectrale de la source ( $0,1 \text{ nm}$  avant amplification) lorsque la puissance crête dépasse  $1 \text{ kW}$ . Dans chaque cas, nos résultats expérimentaux sont comparés à la théorie.

## 4.2 Gestion des effets limitant apportés par la diffusion Brillouin stimulée

Afin d'obtenir le maximum de puissance et s'agissant de l'amplification d'un signal monochromatique (ici le signal possède une largeur spectrale inférieure à  $100 \text{ kHz}$ ), il n'est pas seulement nécessaire d'optimiser les longueurs de FDG et la longueur d'onde de pompage comme nous l'avons vu et démontré au chapitre 3. En effet, il est aussi indispensable de se prémunir de la diffusion Brillouin stimulée. Celle-ci est le phénomène non linéaire prépondérant dans les amplificateurs à fibre de forte puissance parfois même pour de très courtes longueurs de fibre dopée, provenant de la très forte densité d'énergie dans le cœur monomode [Jaouen 03b]. Le seuil d'apparition de la diffusion Brillouin est toujours donné par la relation 2.29, qui peut être approximée à la relation 4.1 [Agrawal 95].

$$P_{DBS} = \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (4.1)$$

où  $g_B$  est le gain Brillouin,  $L_{eff}$  la longueur effective de la fibre et  $A_{eff}$  la surface effective du mode [Agrawal 95]. Le paramètre  $L_{eff}$  dépend lui même du gain de l'amplificateur et varie proportionnellement avec la longueur de fibre utilisée.

Pour minimiser les effets non-linéaires, il est important de diminuer la longueur de fibre double-gaine de l'étage de puissance. Afin d'exacerber les pénalités induites par la D.B.S., nous avons mené cette étude dans le cadre de l'amplification d'un signal laser à la longueur d'onde de  $1127 \text{ nm}$ . En première approche, le budget de pompe étant limité à quelques watts au cours de nos expériences, l'objectif était de retenir un signal possédant un gain très faible accessible par amplification à l'aide de fibres dopées  $Yb^{3+}$  et de retenir une grande longueur de fibre dopée. En effet, connaissant le faible budget de pompe accessible, le rendement de conversion possible par pompage à  $920 \text{ nm}$  ou  $977 \text{ nm}$  et la nature de la fibre utilisée, la diffusion Brillouin n'est pas susceptible de survenir. Une grande longueur de fibre, a contrario, diminue le seuil de cet effet.

---

pour l'amplification en régime d'impulsions de sources lasers très cohérentes, nous n'avons pas été autorisés à dévoiler dans le détail la structure des sources utilisées. Nous prions le lecteur de nous en excuser.

La fibre utilisée est du type « Fibre [ $6\mu\text{m}$ , 0,12] ». Elle peut être pompée à  $920\text{ nm}$  en retenant une technique de pompage par combineur multimode ou encore à  $977\text{ nm}$  par encoche en V. Le signal disponible est de  $270\text{ mW}$  à  $1127\text{ nm}$ .

Des simulations ont été effectuées pour les longueurs d'onde de pompage de  $920\text{ nm}$  et  $977\text{ nm}$ . Celles-ci montrent qu'il est possible d'atteindre  $1\text{ W}$  à  $1127\text{ nm}$  avec  $9\text{ m}$  de fibre dopée pompée par  $2,5\text{ W}$  à  $977\text{ nm}$  et une puissance d'entrée de l'étage de puissance de  $270\text{ mW}$  comme nous l'avons vu au paragraphe 3.5.1 en figure 3.17. Toute chose égale par ailleurs, ce système ne délivrera que  $500\text{ mW}$  à  $1127\text{ nm}$  pour un pompage à  $920\text{ nm}$ , et ceci pour une longueur de fibre double-gaine de  $20\text{ m}$  et une puissance de pompe de  $4,5\text{ W}$ .

Ceci confirme une nouvelle fois (cf. le chapitre 3 qui traite de l'étude complète de l'amplification d'un signal à gain faible) qu'il n'est nul besoin de retenir une grande longueur de fibre pour une amplification efficace d'un signal à gain faible à l'aide de fibre dopée Ytterbium. Par ailleurs, le choix en terme de longueur d'onde de pompage est évident et va dans le sens d'une augmentation du seuil d'apparition de la D.B.S. au cours du processus d'amplification d'une source très cohérente. Ainsi, celui-ci est, respectivement, supérieur à  $2\text{ W}$  ou réduit à  $0,5\text{ W}$  lorsque le système est pompé à  $977\text{ nm}$  ou  $920\text{ nm}$ .

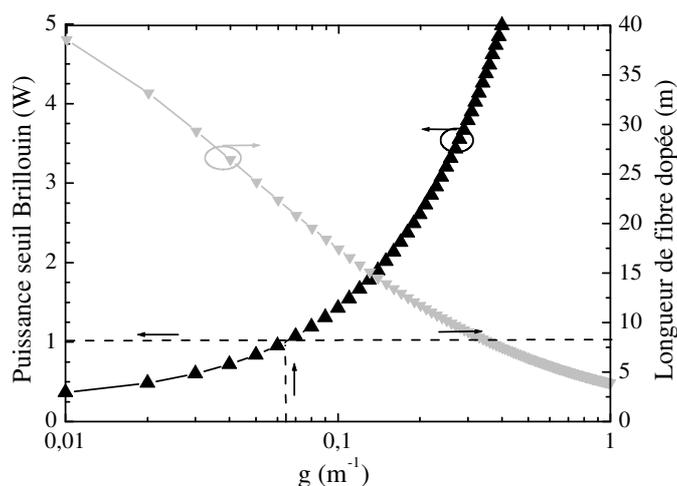


FIG. 4.1 – Puissance seuil de la diffusion Brillouin stimulée et longueur de fibre dopée correspondante en fonction du gain pour une puissance d'entrée de  $250\text{ mW}$

Cette règle reste valable aux autres longueurs d'onde et nous permet de conclure que la meilleure stratégie pour l'amplification jusqu'à de très forts niveaux de puissance d'une source très cohérente est de maximiser le gain par mètre accessible au moyen de l'amplificateur ainsi formé. En association avec un pompage contra-propagatif, l'usage d'une fibre à diamètre de mode étendu et une technique de détection de la puissance en retour du signal d'amplificateur [Ruffin 05], la puissance qu'il est possible d'atteindre après amplification de sources spectralement très cohérentes est de plusieurs centaines de watts sans que n'apparaisse de limitation induite par la diffusion Brillouin stimulée [Jeong 05a].

### 4.3 Effets limitant engendrés par effet Kerr

En régime d'impulsions comme en régime de fonctionnement continu pour des puissances dépassant quelques watts/m, un élargissement spectral provoqué par effet Kerr peut survenir. Cet effet se traduit par un élargissement du spectre de la source amplifiée au fur et à mesure que la puissance croît [Grot 04]. L'effet Kerr peut prendre 2 formes :

- soit, sous forme d'automodulation de phase (cf. §2.5.2), ce phénomène ne survenant généralement qu'en régime d'impulsions pour des durées de l'ordre ou inférieures à la picoseconde.
- soit, en régime d'impulsions comme en régime de fonctionnement continu, il peut survenir sous forme de mélange à 4 ondes (ou FWM pour Four Wave Mixing) (cf. §2.5.2). Ce processus génère un signal optique à une longueur d'onde décalée d'une onde signal au détriment de celle-ci. Cette génération d'énergie à une nouvelle fréquence se fait à condition que les phases des faisceaux signal et Stokes soient préservées.

Une analyse simple de ces effets d'optique non linéaire a été proposée au chapitre 2. Nous proposons, dans ce qui suit, une illustration de ces phénomènes issues de nos expériences. Nous montrons aussi la manière de mettre en œuvre, dans chaque cas, une technique permettant de limiter les pénalités qu'ils induisent sur les performances d'un amplificateur de forte puissance.

#### 4.3.1 Analyse des effets Kerr

##### Détermination des paramètres de Kerr par mesure de l'efficacité du mélange à 4 ondes

Afin de connaître les pénalités induites par effet Kerr sur un système laser au cours d'une amplification à très fort niveau de puissance, il est nécessaire de connaître la valeur des paramètres de Kerr non linéaire  $\gamma_{Kerr}^{Yb}$  et de dispersion  $D$  dans la fibre dopée dont il est fait usage. Pour ce faire, nous avons retenu une méthode de mesure de l'efficacité du mélange à 4 ondes entre 2 signaux se propageant dans une même direction et de même polarisation [Jaouen 00].

Les signaux sont émis à des longueurs d'onde proches de  $1050 \text{ nm}$ , l'une des 2 sources est accordable continûment. La puissance sur chaque signal est de  $100 \text{ mW}$ . La longueur de fibre de l'amplificateur est de  $7 \text{ m}$ . Les signaux sont amplifiés jusqu'à atteindre un gain de  $G = 7 \text{ dB}$  et une série de mesures est effectuée en espaçant régulièrement les longueurs d'onde de  $0,5$  à  $2,28 \text{ nm}$ . Du mélange à 4 ondes est généré à ce niveau de puissance (cf. fig. 4.2) et l'amplitude des signaux en fonction de l'espacement en longueur d'onde connaissant les paramètres de l'amplificateur permet de remonter au paramètre de dispersion de la fibre utilisée [Tkach 95]. La dispersion est normale dans les fibres conventionnelles à  $1 \mu m$  ce qui conduit à une valeur négative du paramètre de dispersion  $D$  alors qu'elle est anormale (i.e.  $D > 0 \text{ ps/nm/km}$ ) dans les fibres à cristaux photoniques [Lim 02]. Avec les résultats de nos expériences, nous estimons que la valeur de ce paramètre dans la fibre utilisée est  $D = -140 \text{ ps/nm/km}$  ce qui est une bonne approximation, en première approche puisque dans l'ordre de grandeur des valeurs rapportées dans la littérature pour ce type de fibre [Ortac 03]. Les résultats de ces mesures sont consignés sur la figure 4.3. Ces résultats, nous permettent aussi d'estimer la valeur du paramètre de Kerr de la « Fibre [6  $\mu m$ , 0,12] ». Nous estimons cette valeur à  $\gamma_{Kerr}^{Yb} = 8,5 \text{ W}^{-1} \text{ km}^{-1}$ .

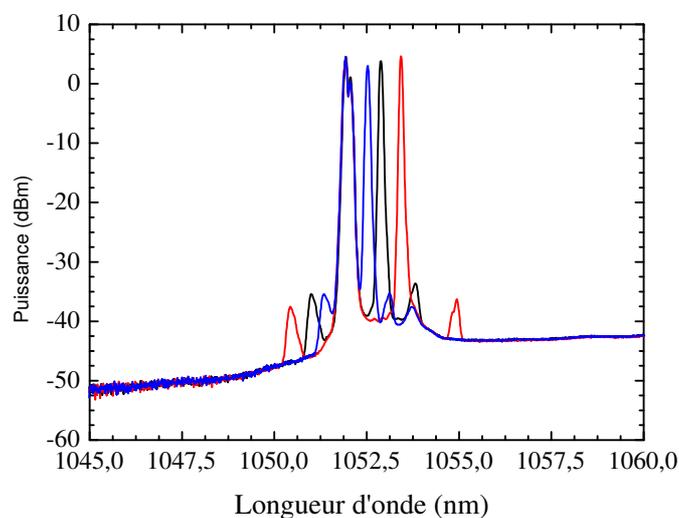


FIG. 4.2 – Génération de mélange à 4 ondes dans un amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$ . Le signal est atténué de 22 dB, l'espacement en longueur d'onde est de 1,5 nm (noire), 1 nm (rouge) et 0,5 nm (bleue)

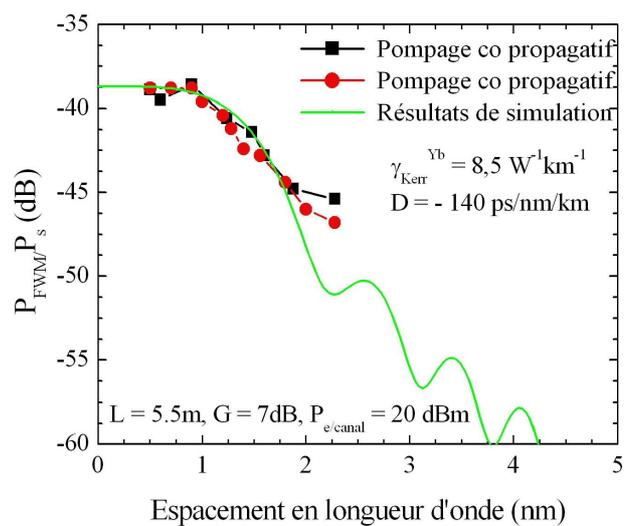


FIG. 4.3 – Amplitude du mélange à 4 ondes dans un amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$  de gain  $G = 7$  dB.

### Limitation par mélange à 4 ondes dans un système continu

Nous nous sommes intéressés à une structure à oscillateur amplifié de très forte puissance en régime continu. Le système est un système laser émettant un signal très cohérent (largeur spectrale à mi-hauteur inférieure à  $2 GHz$ ) à  $1083 nm$ . Le laser est multimode longitudinal. Sous une largeur spectrale inférieure à  $2 GHz$ , une multitude de modes sont simultanément émis à l'échelle de la microseconde. Ces modes sont régulièrement espacés d'un décalage en fréquence équivalent à l'intervalle spectral libre (I.S.L.) de la cavité. S'agissant d'un oscillateur laser à fibre double-gaine, la longueur de la cavité atteint plusieurs mètres afin d'absorber une fraction non négligeable de la puissance de pompe. Dans l'exemple considéré, celle-ci est injectée par la méthode  $VSP^{\text{®}}$  et la longueur de la cavité est de  $5 m$  environ. Ceci correspond à un I.S.L. de  $30 MHz$ . Sous une enveloppe de modes de  $2 GHz$ , un nombre théorique de 67 modes peuvent ainsi coexister simultanément. Dans une cavité laser de type Fabry-Perot à double-réseaux de Bragg, il n'est pas possible de contenir la largeur spectrale de l'enveloppe de modes du signal obtenu quand la puissance augmente au-delà de quelques dizaines de milliwatts [Bordais 04]. Aussi, afin d'augmenter la puissance disponible à  $1083 nm$  d'un laser possédant une telle structure de modes, est-il nécessaire de retenir une architecture à oscillateur amplifié (cf. § 3.3).

La puissance s'élevant, le laser fonctionnant en régime continu et la largeur intégrée de l'oscillateur étant supérieure au décalage Brillouin dans la silice les seuls effets non linéaires qui sont susceptibles de survenir sont la D.R.S. et le mélange à 4 ondes [Olmedoherrero 03].

Les résultats des expériences menées pour la détermination empirique des paramètres de Kerr et du coefficient de dispersion de la fibre utilisée, nous permettent d'estimer l'amplitude du signal généré par mélange à 4 ondes dans un laser à  $1083 nm$  pour le pompage optique de l'Helium lorsque la puissance de sortie croît. La puissance en sortie de l'étage de préamplification du laser étudié est de  $320 mW$ . Les valeurs estimées précédentes conduisent, par simulation, à un rapport entre l'onde générée par mélange à 4 ondes et l'amplitude du signal égal à  $-3,8 dB$  lorsque la puissance en sortie du laser atteint  $20 W$  pour une longueur de fibre permettant une absorption de  $10 dB$  de la puissance de pompe.

Cette analyse nous conduit donc à suggérer que le mélange à 4 ondes pourrait être le premier effet non linéaire gênant lors du processus d'amplification à de très forts niveaux de puissance d'un signal à  $1083 nm$  dans l'objectif d'une utilisation au pompage optique de l'Helium, la valeur de puissance pour laquelle ce processus pourrait devenir gênant est, de fait, bien inférieure à la valeur de puissance seuil de la D.R.S. dans cette même fibre (cf. tableau 2.4). En effet, si ces résultats sont avérés, la conséquence attendue résulterait en un élargissement spectral pouvant conduire à une augmentation de la largeur à mi-hauteur de l'enveloppe de modes du signal d'oscillateur au-delà de  $2 GHz$ . Ceci serait très pénalisant sur l'efficacité du pompage de l' $^3He$  polarisé [Gentile 03].

### Limitation par automodulation de phase dans un système en régime d'impulsions

Une analyse similaire a été menée pour une structure MOPFA fonctionnant en régime d'impulsions. Dans ce cadre, il peut s'avérer nécessaire de parvenir à extraire de fortes puissances crêtes d'un signal très cohérent. Un élargissement spectral pénalisant pour l'application peut alors survenir par automodulation de phase dès lors que la puissance crête extraite de l'amplificateur dépasse la valeur seuil de cet effet dans les conditions de l'expérience.

La méthode que nous proposons afin de limiter les pénalités induites par cet effet sur les performances d'un amplificateur de très forte puissance délivrant une puissance crête dépassant 1  $kW$  part d'une constatation expérimentale. Ainsi, dans la poursuite de nos objectifs, disposons nous de 2 sources différentes chacune de largeur spectrale à mi-hauteur en régime de fonctionnement continu inférieure à 0,2  $nm$ . La nature de ces sources n'en demeurent pas moins légèrement différentes et leur comportement en régime d'impulsions en témoigne.

Chacune de ces sources a été amplifiée à l'aide d'un amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$  jusqu'à une puissance crête de plusieurs centaines de watts. La nature et le taux de répétition avec lequel sont émises les impulsions sont identiques dans chaque cas. Leur durée est de 2  $ns$  et elles sont émises à une fréquence de 3  $MHz$ . Nous avons amplifié une de ces sources, que nous appellerons « Source 1 » à l'aide d'un amplificateur constitué de fibre de type « Fibre [13  $\mu m$ , 0,13] ». Très tôt, un élargissement spectaculaire de la largeur à mi-hauteur du signal obtenu est apparue. Nous avons alors remplacé cette fibre par une fibre de géométrie plus favorable à une augmentation du seuil d'apparition des effets non linéaires. Elle possède un cœur de diamètre  $\phi_{cœur} = 15 \mu m$  et une ouverture numérique de 0,06. Son diamètre de mode atteint ainsi  $\phi_{mode} = 10,9 \mu m$  qui sont à comparer aux 7,3  $\mu m$  de la « Fibre [13  $\mu m$ , 0,13] ». Pour autant, la largeur à mi-hauteur du signal amplifié issu des impulsions émises par la « Source 1 » est très largement supérieure (cf. fig. 4.4), qui plus est pour une valeur de puissance crête moindre (ici  $P_{crête} = 900 W$ ), à l'aide de l'amplificateur constitué de cette fibre comparée à celle obtenue en amplification d'impulsions issues de la source, que nous nommerons « Source 2 » par un amplificateur formé de la « Fibre [13  $\mu m$ , 0,13] ». Dans ce dernier cas, en outre, la puissance crête mesurée pour les résultats reportés sur la figure 4.4 b atteint 1,3  $kW$ .

En analyse à ces travaux, nous avons retenu la source de type « Source 2 » pour la suite de nos expériences de limitation des pénalités, de type élargissement spectral du signal après amplification, induites par effet Kerr. La contribution la plus importante à cet élargissement est attribuée à l'automodulation de phase [Agrawal 95] (cf. fig. 4.5).

Celui-ci peut être estimé par la relation 2.39. Dans cette formule,  $\gamma_{Kerr}^{Yb}$  est le paramètre de Kerr non linéaire et  $L_{eff}$  est la longueur effective de la section de fibre dopée utilisée dans l'amplificateur. La condition d'accord de phase est obtenue pour un espacement en longueur d'onde entre les 2 signaux se propageant inférieure à 1  $nm$  [Jaouen 00]. Dans l'hypothèse d'une distribution de gain uniforme tout au long de la propagation dans l'amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$  de longueur  $L = 5 m$ , la longueur effective dans le cas de la « Fibre [13  $\mu m$ , 0,13] », qui est celle retenue dans cet amplificateur de puissance est de  $L_{eff} = 1,3 m$ .

Dans ces conditions, pour une puissance crête de 1,7  $kW$ , l'élargissement spectral attendu par automodulation de phase reste, toutefois, limité s'il est fait usage d'une source de type « Source 2 » puisque plus de 80 % de la puissance totale à 1,7  $kW$  crête reste confinée dans une fenêtre spectrale de 1  $nm$  et plus de 90 % dans 5  $nm$  tandis que la largeur à mi-hauteur de la source est conservée. Le spectre obtenu à ces niveaux de puissance crête, correspondant à une puissance moyenne de 10  $W$ , sont représentés sur la figure 4.5.

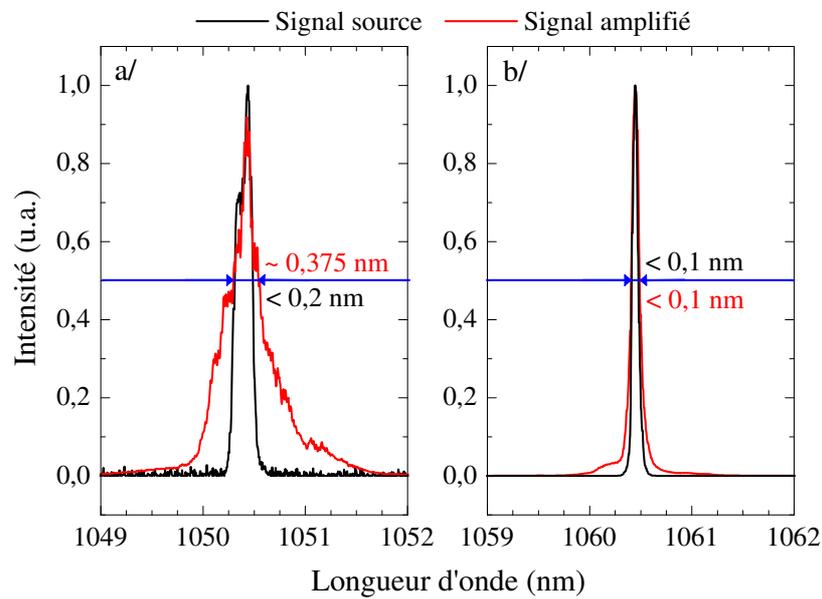


FIG. 4.4 – Élargissement spectral après amplification selon la nature de la source. a/ Amplification de la « Source 1 », b/ « Source 2 »

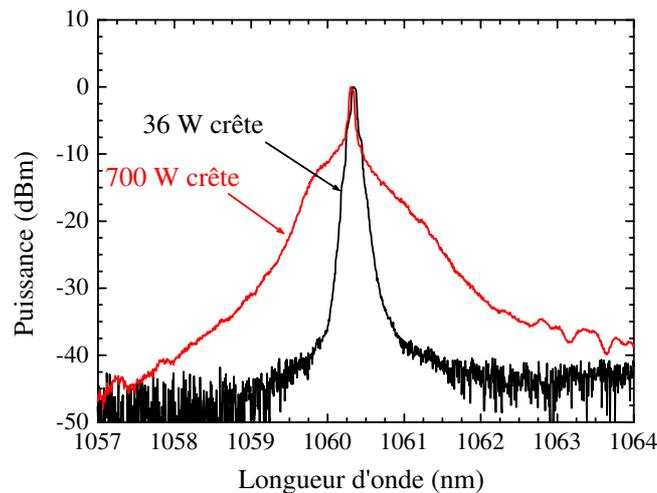


FIG. 4.5 – Élargissement spectral obtenu par automodulation de phase au travers de l'étage de puissance par amplification de la « Source 2 » .

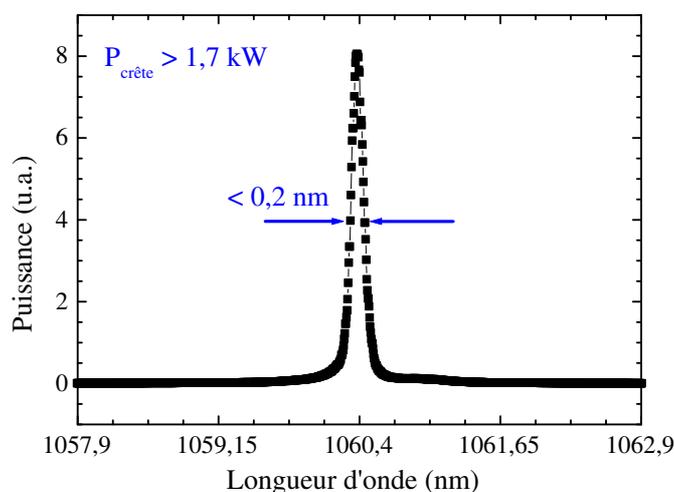


FIG. 4.6 – Largeur à mi-hauteur à  $> 1,7$  kW crête mesurée après amplification de la « Source 2 » à l'aide de la « Fibre [13  $\mu\text{m}$ , 0,13] » .

### 4.3.2 Conclusion

La conservation de la largeur à mi-hauteur de la source à ce niveau de puissance crête constitue l'une des meilleures performances atteintes avec ce type d'amplificateur à fibre. L'originalité de ce travail relève de la réussite à combiner l'obtention de puissance crête élevée tout en préservant une grande pureté spectrale (préservation de la largeur à mi-hauteur de la source amplifiée  $< 0,2$  nm).

## 4.4 Conclusion à ce chapitre

Nous avons obtenu des résultats originaux d'amplification de sources cohérentes à  $1 \mu\text{m}$  tant en régime de fonctionnement continu qu'en régime d'impulsions. **Ces résultats ont, chacun, été valorisés par une publication ou participation à une conférence [Grot 03a, Grot 05].** Ils constituent, par la même, un ensemble de résultats originaux, menés durant ce travail de thèse. Nos valeurs s'établissent loin des performances en puissance atteintes à l'aide de fibre Ytterbium [Liu 02] mais nous permettent d'aborder le problème de la conservation des propriétés spectrales des sources après amplification. Il s'agit d'une approche originale qui peut retarder la nécessité de recours à des fibres à plus large cœur ou à plus large surface effective de mode. Comme nous pouvions nous y attendre suite à l'étude menée au chapitre 2, le premier effet non linéaire à se manifester est la D.B.S. et peut exiger le recours à des fibres à large surface de mode. Nous avons, pour notre part, pu maintenir l'usage d'une fibre monomode à  $1 \mu\text{m}$  au-delà de  $1$  W de puissance continue issue de l'amplification d'une source de largeur à mi-hauteur inférieure à  $100$  kHz sans être gênés par cet effet. Nous montrons que la stratégie pour en repousser le seuil est de maximiser le gain par mètre de fibre dopée. La puissance seuil de cet effet, avec la fibre retenue, est déterminée par le calcul dans le cas d'un pompage à  $920$  nm et

977 nm.

En régime d'impulsions, la puissance crête atteinte nous a contraint à l'usage d'une fibre de plus gros diamètre de cœur afin de ne pas être pénalisé par la diffusion Raman stimulée. Nous avons toutefois réussi à conserver la propagation du mode fondamental uniquement. Les effets d'automodulation de phase surviennent dès que la puissance crête dépasse quelques dizaines de watts si une stricte sélection de la source, spectralement très cohérente en régime continu, n'est pas effectuée. Nos expériences nous ont permis d'aboutir à une architecture d'amplificateur optimisée, assurant la conservation de la largeur à mi-hauteur de la source même lorsque la puissance crête atteint  $1,7\ kW$ . Les valeurs de l'élargissement mesuré sont comparées au calcul et montrent un bon accord.

# Chapitre 5

## Lasers à fibre dopée $Yb^{3+}$ de puissance fonctionnant en régime d'impulsions

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Introduction au cinquième chapitre . . . . .</b>	<b>112</b>
<b>5.2</b>	<b>Amplification d'impulsions avec saturation homogène du gain</b>	<b>114</b>
5.2.1	Théorie dans l'approximation des états quasi-stationnaires . . .	114
5.2.2	Solutions analytiques . . . . .	115
5.2.3	Analyse et discussion . . . . .	115
5.2.4	Quels sont les profils d'impulsions possibles? . . . . .	116
<b>5.3</b>	<b>Profil d'impulsions et amplification : résultats de simulations</b>	<b>120</b>
<b>5.4</b>	<b>Évolution du profil d'impulsions : cas d'une fibre de <math>\phi_{coeur} =</math></b>	
	<b><math>6 \mu m</math> . . . . .</b>	<b>122</b>
5.4.1	L'architecture de l'amplificateur étudié . . . . .	122
5.4.2	Profil typique d'impulsion à amplifier . . . . .	124
5.4.3	Évolution du profil d'impulsion, à énergie constante, en fonction du taux de répétition . . . . .	127
5.4.4	Évolution du profil d'impulsion en fonction de l'énergie de sortie	129
<b>5.5</b>	<b>Évolution du profil d'impulsions : cas d'une fibre de <math>\phi_{coeur} =</math></b>	
	<b><math>20 \mu m</math> . . . . .</b>	<b>130</b>
5.5.1	L'architecture de l'amplificateur étudié . . . . .	130
5.5.2	Profil de l'impulsion d'entrée . . . . .	130
5.5.3	Homogénéisation du profil d'impulsion pour une énergie de $1 mJ$ en sortie . . . . .	131
<b>5.6</b>	<b>Problème réciproque . . . . .</b>	<b>139</b>
<b>5.7</b>	<b>Amplification d'impulsions courtes et très fortes puissances</b>	
	<b>crêtes . . . . .</b>	<b>141</b>
5.7.1	Génération d'impulsions monochromatiques brèves au-delà de $1,7 kW$ par amplification à fibre dopée $Yb^{3+}$ . . . . .	141
5.7.2	Optimisation de l'étage amplificateur . . . . .	142
5.7.3	Rendement de conversion et puissance crête . . . . .	143

<b>5.8</b>	<b>Amplification d'impulsions longues à de forts niveaux d'énergie</b>	<b>144</b>
5.8.1	Évolution de l'énergie en fonction de la fréquence de répétition	145
5.8.2	Évolution de la puissance crête en fonction de la puissance de pompe . . . . .	146
5.8.3	Évolution de la forme de l'impulsion en fonction de l'énergie . .	148
5.8.4	Évolution de la puissance moyenne en fonction de la puissance de pompe . . . . .	148
5.8.5	Évolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance .	151
<b>5.9</b>	<b>Conclusion au cinquième chapitre . . . . .</b>	<b>151</b>

## 5.1 Introduction à ce chapitre

Notre étude a porté tant sur la montée en puissance de systèmes à fibre dopée  $Yb^{3+}$  fonctionnant en régime continu qu'en régime d'impulsions. Nous décrivons dans cette section quelques éléments de la physique qui permet d'expliquer les phénomènes observés dans ce dernier cas et les résultats de modélisation obtenus à l'aide d'un modèle numérique de simulations. Notre étude se scinde essentiellement en 2 parties :

- Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à un système laser fonctionnant en régime d'impulsions en poursuivant l'objectif d'**extraire le maximum d'énergie par impulsion**. La durée des impulsions est relativement longue, de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes à mi-hauteur, la montée en énergie nécessitant de contenir une augmentation trop importante des puissances crêtes et des effets non linéaires qui l'accompagne.
- Dans un second temps, nous nous sommes intéressés à un système laser fonctionnant en régime d'impulsions en poursuivant l'objectif **de maximiser la puissance crête**. La durée des impulsions est cette fois réduite et ne dépasse pas les quelques nanosecondes.

Dans chaque cas, l'objectif est discuté et analysé et nos résultats confrontés à un modèle numérique de simulation.

Lorsqu'une maximisation de l'énergie est recherchée, nous avons axé notre étude sur la forme et la nature des impulsions obtenues en sortie des divers étages d'amplification, leur dépendance à la nature de la fibre amplificatrice et au régime de fonctionnement de l'amplificateur. Pour ce faire, une technique de modelage des impulsions est mise en œuvre. Le thème du modelage de l'impulsion dans un système laser de forte puissance crête est récurrent. Des exemples de travaux sur ce sujet existent qui datent de 1969 [McCallister 69]. Dans ce cas, l'objectif était de connaître la réponse de cristaux non-linéaires par observation du profil d'impulsions. L'analyse et l'amélioration du profil d'impulsions dans divers systèmes, peut aussi permettre d'améliorer le rapport de l'intensité crête sur le bruit [Tapi 92]. Cette amélioration revêt une importance particulière dans le cadre de l'amplification d'impulsions *chirpées*. La plupart des résultats de travaux sur le modelage de la forme de l'impulsion témoignent d'expériences ou d'analyses théoriques sur la propagation d'impulsions picosecondes [Smith 90] ou femtosecondes [Tapi 92]. Pour ce faire diverses techniques sont possibles [Smith 90, Eliyahu 95, Heritage 85].

Nous avons travaillé à l'étude et à l'amélioration du profil d'impulsions nanosecondes obtenues par modulation directe d'une diode semiconductrice à 1064 nm. Ces travaux ont été menés dans le cadre du développement d'un laser à fibre large cœur, délivrant une forte énergie par impulsion pour des applications au marquage industriel. Ce type d'application requiert une très forte puissance crête, de plusieurs kilowatts, obtenue dans des impulsions de quelques dizaines à une centaine de nanosecondes. Nous avons, pour ce faire, développé un modèle simple d'analyse numérique de la propagation de ce type d'impulsions dans un amplificateur à fibre dont les caractéristiques opto-géométriques sont, soit connues, soit déterminées à l'aide de formules analytiques simples. Nous confrontons notre modèle aux résultats que nous avons obtenus au laboratoire. Notamment, nous comparons les profils théoriques et mesurés des impulsions de sortie d'un amplificateur à fibre de forte puissance connaissant le profil de l'impulsion incidente. Nous montrons la dépendance de ces résultats au modelage de l'impulsion de départ. Cette étude se révèle très intéressante pour la prédiction du profil d'impulsion qu'il est possible d'atteindre en sortie d'amplificateur. Divers amplificateurs, réalisés à l'aide de fibre monomode à 1064 nm ou à large cœur sont étudiés, démontrant l'influence de l'énergie de saturation  $E_{sat}$  (cf. § 2.7 page 65) sur les résultats obtenus. La détermination précise de cette énergie de saturation est discutée connaissant les paramètres opto-géométriques de la fibre utilisée, ainsi que les approximations qui doivent être faites afin d'aboutir à un modèle simple dont le but est d'extraire des tendances de comportement d'amplificateur. Le modèle permet aussi, connaissant le profil de l'impulsion source et le gain de l'amplificateur de déterminer la forme qu'aura l'impulsion de sortie, ainsi que sa durée. Il se révèle donc être un outil précieux afin de contenir la puissance crête en deçà d'une valeur trop importante.

Réciproquement, nous donnons les éléments d'analyse permettant de remonter au profil d'impulsion qu'il est souhaitable d'injecter en entrée d'un amplificateur simple étage ou à étages multiples connaissant le profil d'impulsion désiré en sortie d'amplificateur.

Nous montrons la grande sensibilité de ces résultats au gain de l'amplificateur ainsi qu'à l'énergie de saturation de la fibre active utilisée. Ce résultat n'est pas intuitif car les éléments d'analyse théorique exposés à ce jour considèrent l'évolution du profil d'impulsion connaissant le *gain petit signal* de l'amplificateur et non son gain moyen. Ce point est discuté selon qu'il s'agisse de l'amplification d'une unique impulsion ou d'impulsions multiples émises à un taux de répétition connu. Lorsque la fréquence à laquelle sont émises les impulsions ne permet pas à la densité de population des états excités de la terre-rare de retourner à un état d'équilibre pseudo-stationnaire avant que la prochaine impulsion n'entre dans l'amplificateur, le gain qu'il faut considérer dans le modèle n'est plus le gain petit signal [Wang 03].

Enfin, nous terminons notre propos en montrant comment, à partir du profil d'impulsion émis en sortie d'amplificateur, il serait possible de remonter à la section efficace d'émission de la fibre active le constituant, connaissant son diamètre de cœur, son ouverture numérique et le gain de l'amplificateur dans le régime d'émission d'impulsions considéré.

A chaque fois, un exemple complet d'étude d'amplificateur de forte énergie ou à puissance crête élevée est présenté et les résultats d'expérimentation comparés à la théorie. Nous ouvrons la voie vers les améliorations qu'il serait possible d'apporter aux architectures mises en œuvre afin d'accroître encore ces valeurs.

## 5.2 Amplification d'impulsions avec saturation homogène du gain

### 5.2.1 Théorie dans l'approximation des états quasi-stationnaires

Afin d'obtenir une extraction d'énergie consistante en sortie d'un laser ou amplificateur fonctionnant en régime d'impulsions, il est nécessaire que chacune d'elles possède suffisamment d'énergie pour aboutir à une saturation de l'inversion de population durant son passage au travers de l'amplificateur. La valeur du gain varie donc en même temps que l'impulsion puisque ceci signifie qu'à chaque passage d'une impulsion, le gain doit diminuer d'une valeur très importante à une faible valeur résiduelle en fin d'impulsion (cf. fig. 5.1) : le gain vu par l'impulsion n'est pas le même au début qu'à la fin d'une impulsion et dans ce cadre il est indispensable de raisonner en terme de « **gain instantané** » et non « gain saturé » comme il peut être fait en régime permanent. On comprend aisément alors que l'impulsion va subir une déformation au cours de sa traversée de l'amplificateur [Wang 03]. C'est la physique de ce phénomène que nous allons exposer brièvement dans ce qui suit en suivant une analyse de Frantz-Nodvik.

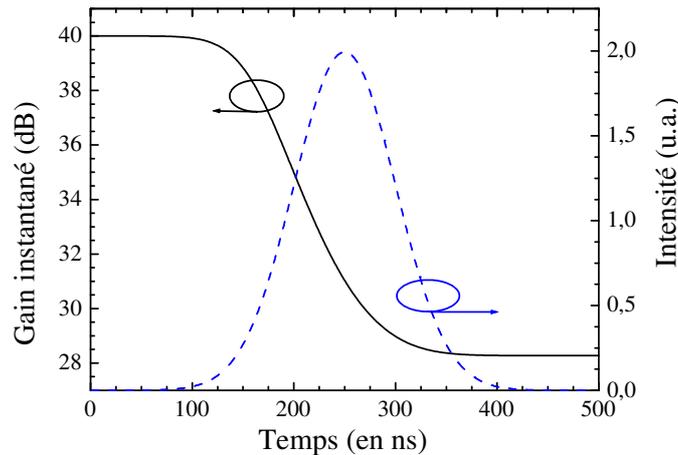


FIG. 5.1 – Evolution du gain instantané dans le cas d'une impulsion gaussienne et d'un amplificateur de gain  $G_0 = 40 \text{ dB}$

Une des difficultés inhérentes à la résolution des équations régissant le fonctionnement en régime d'impulsions est qu'il est préférable de se placer dans le référentiel « impulsion » et non dans le référentiel « laboratoire » comme il est fait habituellement. C'est-à-dire que le système de coordonnées choisies ( $z$  pour la propagation longitudinale et  $t$  pour les variations au cours du temps) se déplace avec l'impulsion. Ces équations sont données dans [Siegman 86] et reposent sur les approximations suivantes :

- bien que portant sur l'étude d'impulsions brèves, elles supposent que les équations des états stationnaires restent valides,
- les impulsions auront des durées suffisamment courtes pour que les effets de relaxation des états excités et les effets de pompage puissent être négligés.

### 5.2.2 Solutions analytiques

Nous ne donnerons que les solutions analytiques à ces équations. Nous définissons alors dans le système de coordonnées  $(z, t)$  :

- les puissances instantanées  $P_i(t)$ ,  $i$  prenant pour expression « e » ou « s » selon qu'il s'agisse de la puissance de l'impulsion d'entrée ou de sortie respectivement, et exprimées en  $[W]$ ,
- les énergies instantanées  $E_i(t)$ <sup>1</sup>,  $i$  prenant pour expression « e » ou « s » selon qu'il s'agisse de l'énergie de l'impulsion d'entrée ou de sortie respectivement, et exprimées en  $[J]$ . Ces énergies sont définies à partir des intensités instantanées par l'intégrale 5.1
- et enfin, le gain instantané partiellement saturé dans la durée de l'impulsion  $G(t)$ , sans unité.

$$E_i = \int_{t_0}^t P_i(t) dt \quad (5.1)$$

Avec ces définitions,  $P_e$ ,  $P_s$  et  $G$  sont liés par la relation 5.2 et une expression analytique de  $G$  en fonction de l'énergie d'entrée est donnée par l'équation 5.3 connaissant  $G_0$  le gain de l'amplificateur et  $E_{sat}$ , l'énergie de saturation de l'amplificateur définie par ailleurs (cf. paragraphe 2.7 page 65, équation 2.58)<sup>2</sup>.

$$P_s(t) = G(t) \times P_e(t) \quad (5.2)$$

$$G(t) = \frac{G_0}{G_0 - (G_0 - 1) \exp[-E_e(t)/E_{sat}]} \quad (5.3)$$

### 5.2.3 Analyse et discussion

Considérons une fibre monomode à 1064 nm ( $V < 2,405$ ), de diamètre de cœur 6  $\mu m$  et d'ouverture numérique 0,12. Son énergie de saturation est de 1,8  $\mu J$ . Considérons une impulsion d'entrée de forme rectangulaire, de durée 80 ns. Le gain, vu par le début de l'impulsion est le gain petit signal  $G_0$  (typiquement 40 à 50 dB). Immédiatement, le milieu va transmettre la totalité de ce gain à l'impulsion, conduisant à un pic intense d'intensité, suivi d'une décroissance lorsque survient la saturation du gain. La vitesse de cette décroissance et l'amplitude relative du pic d'intensité initial par rapport à la fin de l'impulsion dépend de la valeur du produit  $G_0 \times E_e$  comparé à  $E_{sat}$ . La saturation survient lorsque  $G_0 \times E_e$  devient supérieur à  $E_{sat}$ . Dans ce qui suit, on considère que  $G_0$  vaut 40 dB.

**Cas non saturé :**  $G_0 \times E_e < E_{sat}$

Considérons une impulsion carrée de durée 80 ns, transportant une énergie  $E_e = 80 \mu J$ . Dans ce cas,  $G_0 \times E_e < E_{sat}$  et l'impulsion en sortie est relativement peu déformée par rapport à l'impulsion d'entrée comme le montre la figure 5.2. Le maximum d'intensité

<sup>1</sup>Dans [Siegman 86], ces équations sont données en fonction des énergies instantanées par unité de surface

<sup>2</sup>Dans [Siegman 86], ces équations sont données en fonction de l'énergie de saturation par unité de surface. Nous adaptons notre modèle à l'usage de l'énergie de saturation  $E_{sat}$ .

est atteint au début de l'impulsion, l'entrée profitant alors du gain petit signal  $G_0$ . A la sortie, l'énergie contenue dans chaque impulsion est de  $0,66 \mu J$ .

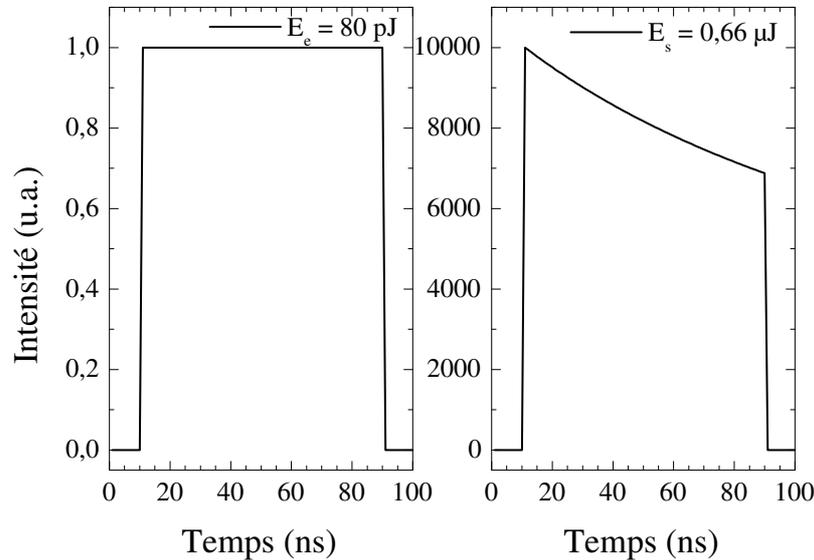


FIG. 5.2 – Comparaison des profils des impulsions d'entrée et de sortie dans le cas d'un gain non saturé

#### Cas saturé : $G_0 \times E_e \gg E_{sat}$

Considérons maintenant, le cas d'une impulsion carrée de durée  $80 \text{ ns}$ , transportant une énergie  $E_e = 2 \text{ nJ}$ . Dans ce cas,  $G_0 \times E_e > E_{sat}$ , l'impulsion de sortie est fortement déformée par rapport à l'impulsion d'entrée comme le montre la figure 5.3. L'intensité maximum, atteinte au début de l'impulsion, est très intense conduisant à une puissance crête élevée. De plus, la durée d'impulsion à mi-hauteur comparée à la durée de l'impulsion d'entrée est réduite. A la sortie, l'énergie contenue dans chaque impulsion est de  $4,6 \mu J$ .

#### 5.2.4 Quels sont les profils d'impulsions possibles ?

Principalement, nous distinguons 4 profils d'impulsions possibles. Outre le profil rectangulaire, exposé pour introduire la notion de saturation homogène du gain et la déformation de l'impulsion qui lui est associée, nous distinguons 3 profils supplémentaires :

- **Le profil gaussien** : l'analyse des concepts relevant de la propagation et de l'amplification d'impulsions optiques est simplifiée, sans perte de sens ou d'approximations trop brutales, si l'on considère une impulsion gaussienne.

Une impulsion gaussienne de champ  $\vec{E}$  de fréquence optique  $w_0$  et d'enveloppe gaussienne évolue comme  $E(t) = \exp(-(2t/\delta)^2) \exp j(w_0 t + bt^2)$ . L'intensité instantanée évoluant suivant la relation  $I(t) = |E(t)|^2$  possède une largeur à mi-hauteur égale à  $\sqrt{\ln 2} \times \delta$ , tandis que sa largeur à  $1/e$  vaut  $\delta$ .

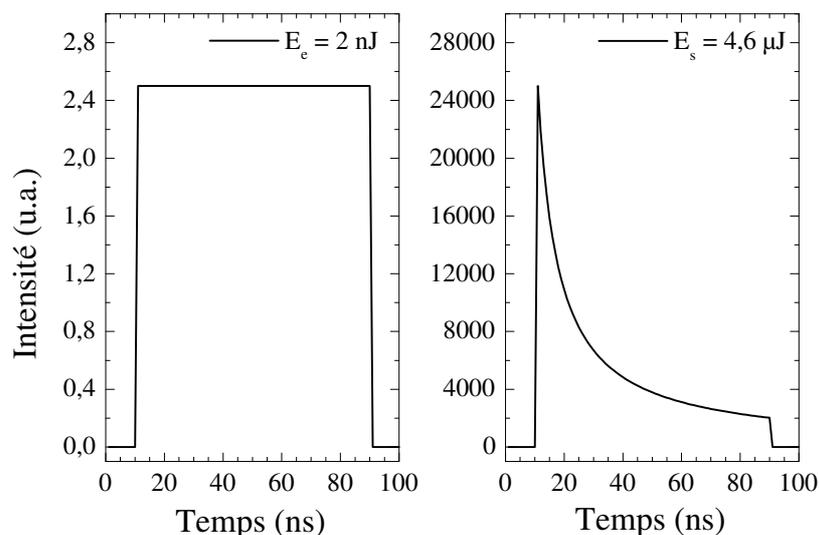


FIG. 5.3 – Comparaison des profils des impulsions d'entrée et de sortie dans le cas d'un gain saturé

Etant donnée la déformation qui survient sur le profil de l'impulsion par rapport à celui de l'impulsion d'entrée lorsque le gain de l'amplificateur devient saturé, il s'avère judicieux, voire capital, de réaliser un modelage de la forme de l'impulsion à amplifier. Cette action de modelage est plus communément appelée *pulse shaping*. En effet, la déformation de l'impulsion rectangulaire présentée précédemment (cf. fig. 5.3 et 5.2) et se traduisant, lorsque survient la saturation du gain, par un affinement important de l'impulsion, peut sembler attractive dans le but de générer des impulsions brèves. Dans la pratique, ses applications sont limitées car, même si la déformation de l'impulsion est importante, se traduisant par un pic étroit et intense au début de l'impulsion, sa durée sera limitée par son front de montée. Celui-ci est à l'image du front de montée de l'impulsion source et aucun modulateur n'a de temps de réponse suffisamment court pour parvenir à générer des impulsions très brèves (picoseconde, femtoseconde) en sortie. D'aucun ne s'en soucie, puisque d'autres techniques permettent la génération d'impulsions pico ou femtosecondes. Citons les lasers à mode bloqués délivrant des impulsions picoseconde [Limpert 01] ou femtoseconde [Lefort 02]. Des techniques de modulation directe de diodes lasers aux fréquences radio permettent, elles aussi, de générer des impulsions picoseconde [Taira 04].

Des techniques de modelage de l'impulsion source ont donc été élaborées et des profils intéressants servent aujourd'hui à contrôler le profil des impulsions en sortie d'amplificateur à fibre. Afin de minimiser la présence du pic intense de lumière au début de l'impulsion de sortie, exacerbée dans le cas des impulsions rectangulaires, une idée simple consiste à réduire l'intensité de la lumière au début de l'impulsion pour la faire croître le long de celle-ci. Si la lumière est émise par modulation directe d'une diode semiconductrice, on peut alors aisément atteindre ce but.

- le **profil triangulaire** : une solution simple consiste à faire croître l'intensité de manière linéaire au cours de la durée de l'impulsion, on obtient alors un profil triangulaire
- le **profil exponentiel** : une technique un peu plus élaborée permet une croissance exponentielle.

Nous avons simulé, l'évolution d'une impulsion d'énergie incidente  $E_e = 2,5 \text{ nJ}$  amplifiée par un amplificateur à fibre d'énergie de saturation  $E_{sat} = 2,3 \text{ }\mu\text{J}$ , le gain  $G_0$  étant de  $40 \text{ dB}$ . Selon que le profil de l'impulsion d'entrée soit carré (cf. fig. 5.4 gauche), gaussien (cf. fig. 5.5 gauche), triangulaire (cf. fig. 5.6 gauche) ou bien encore exponentiel (cf. fig. 5.7 gauche), on note une évolution de l'intensité crête de l'impulsion de sortie. En régime de saturation du gain, le gain en intensité le plus important est obtenu pour l'impulsion d'entrée à profil rectangulaire pour s'établir à  $40 \text{ dB}$ . C'est aussi pour ce profil qu'intervient la déformation de l'impulsion la plus importante entre l'entrée et la sortie. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion de sortie étant de  $10 \text{ ns}$  pour une impulsion d'entrée de durée  $100 \text{ ns}$ . Pour les autres profils, le gain en intensité s'établit  $33,5$ ,  $31,8$  et  $30,8 \text{ dB}$  pour les profils gaussien, triangulaire et exponentiel respectivement. Par ailleurs, la durée de l'impulsion gaussienne demeure pratiquement inchangée ( $\Delta t_s = 117 \text{ ns}$  et  $\Delta t_e = 100 \text{ ns}$ ), tandis que celle des impulsions triangulaire et exponentielle tend à croître (de  $\Delta t_e = 50 \text{ ns}$  à  $\Delta t_s = 76 \text{ ns}$  et de  $\Delta t_e = 60 \text{ ns}$  à  $\Delta t_s = 73 \text{ ns}$  respectivement).

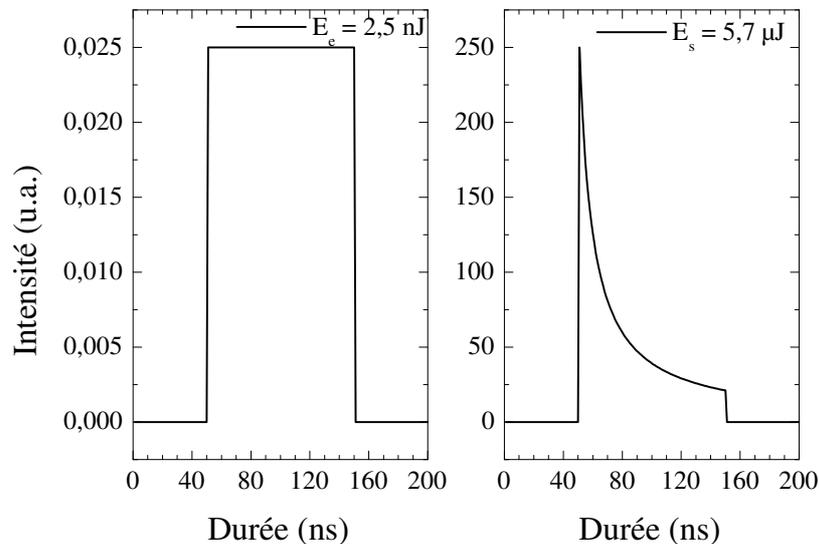


FIG. 5.4 – Comparaison des profils d'impulsions d'entrée (gauche) et de sortie (droite) pour un profil d'impulsion initial rectangulaire.

Ceci démontre tout l'intérêt et la force du modelage de l'impulsion dans la limitation des incidences néfastes des effets non linéaires sur les performances d'un amplificateur à fibre de forte puissance. Pour atteindre de fortes puissances crêtes, il est préférable de minimiser l'intensité de l'impulsion incidente au début pour la faire croître ensuite tout au long de sa durée.

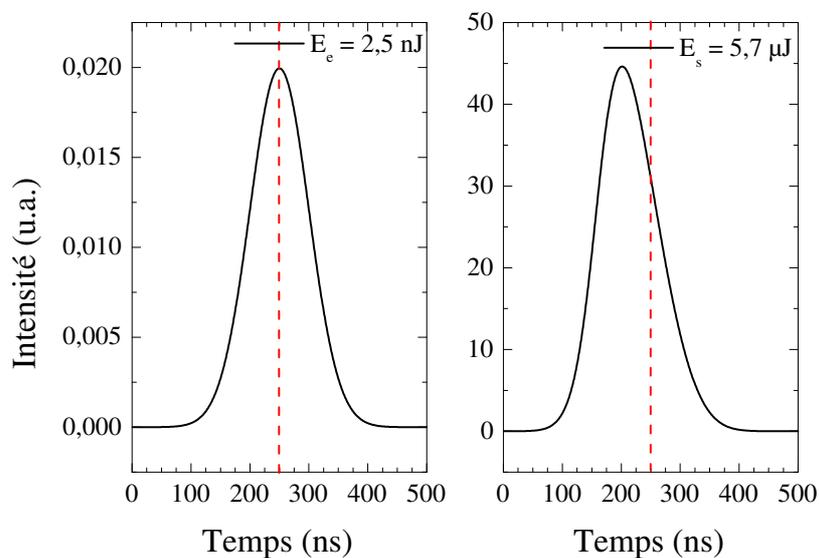


FIG. 5.5 – Comparaison des profils d'impulsions d'entrée (gauche) et de sortie (droite) pour un profil d'impulsion initial gaussien.

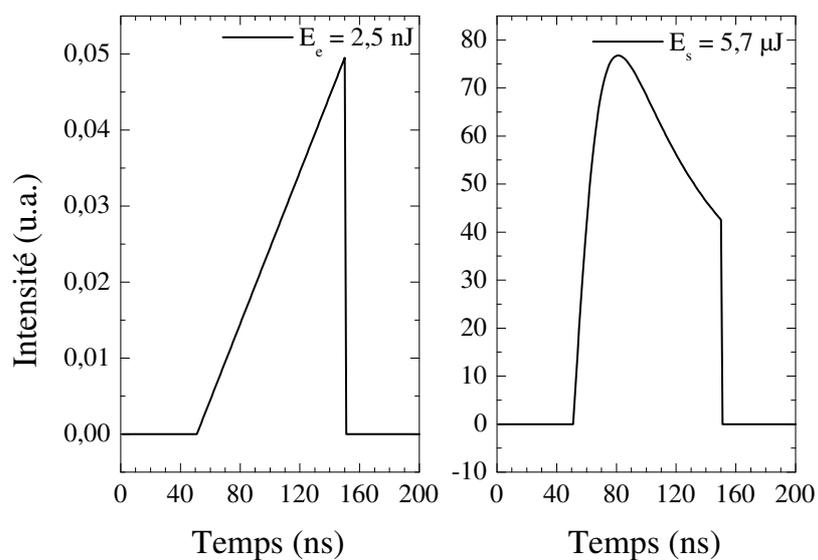


FIG. 5.6 – Comparaison des profils d'impulsions d'entrée (gauche) et de sortie (droite) pour un profil d'impulsion initial triangulaire.

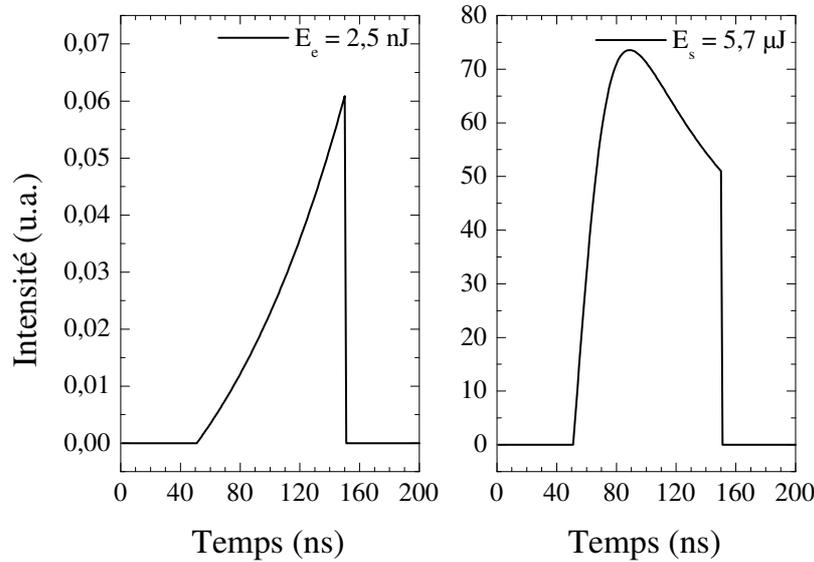


FIG. 5.7 – Comparaison des profils d'impulsions d'entrée (gauche) et de sortie (droite) pour un profil d'impulsion initial exponentiel.

### 5.3 Résultats de simulations sur l'évolution du profil d'impulsions au cours de l'amplification

Au chapitre 2, nous avons explicité la notion d'énergie de saturation  $E_{sat}$  et sa dépendance à la nature de la fibre dopée. Le choix d'une fibre ne peut être laissé au hasard dans le développement d'un amplificateur de très forte puissance, énergie ou puissance crête. Celui-ci se fait en ayant connaissance des valeurs des différents paramètres listés dans le tableau 2.9 et de l'objectif recherché.

Pour illustrer l'importance de ces valeurs dans l'étude et le développement d'un amplificateur à fibre de forte énergie, nous avons simulé le comportement d'une impulsion d'énergie d'entrée  $2,5 \mu\text{J}$  amplifiée au travers d'un amplificateur de gain  $G_0 = 20 \text{ dB}$ . Dans le premier cas, la fibre utilisée est la « Fibre  $[30 \mu\text{m}, 0,08]$  » et le produit  $G_0 \times E_e$  reste inférieur à  $E_{sat}$ . Dans le second cas, on utilise la « Fibre  $[6 \mu\text{m}, 0,12]$  », la valeur du produit devient cette fois plus grande que l'énergie de saturation de la fibre et l'amplificateur fonctionne en régime saturé. La déformation de l'impulsion qui en découle en sortie est donc bien plus importante lorsqu'elle est amplifiée par l'amplificateur utilisant la « Fibre  $[6 \mu\text{m}, 0,12]$  » en comparaison du profil de l'impulsion obtenue après amplification à l'aide de la « Fibre  $[30 \mu\text{m}, 0,08]$  » comme le montre la figure 5.8. L'énergie contenue dans l'impulsion de sortie est la même dans les 2 cas <sup>3</sup> mais la puissance crête atteinte lorsqu'il est fait usage de la « Fibre  $[6 \mu\text{m}, 0,12]$  » est beaucoup plus importante. Ceci est susceptible de nuire aux performances de l'amplificateur dans son ensemble par une augmentation des effets non linéaires si les seuils en sont atteints.

En analyse à ces calculs et à cet exemple de simulation, il apparaît clairement que le

<sup>3</sup>Ceci n'apparaît pas sur la figure en question car les intensités sont normalisées chacune à 1

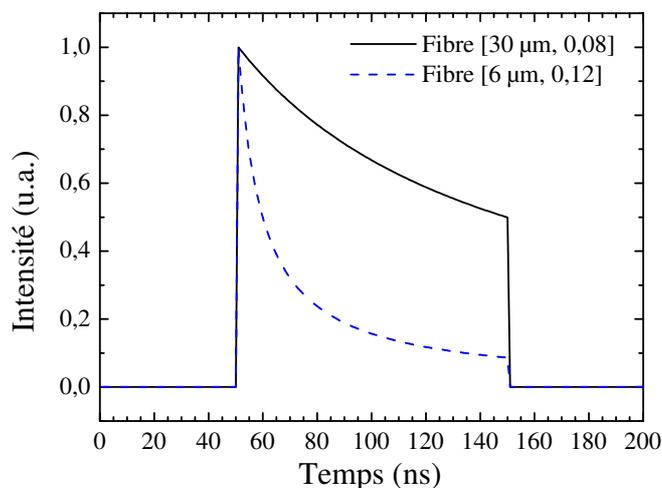


FIG. 5.8 – Profils des impulsions obtenues en sortie après amplification à l'aide des fibres  $[6 \mu m, 0,12]$  et  $[30 \mu m, 0,08]$

choix d'une fibre dans une application d'amplification d'impulsions doit se faire selon les objectifs d'énergie à atteindre en sortie. Plus l'énergie de sortie sera élevée, plus il sera nécessaire de privilégier des fibres possédant une large surface effective de mode et une grande énergie de saturation. Il reste que pour bon nombre d'applications, la préservation d'une bonne qualité de faisceau demeure cruciale et au final le choix d'une fibre résulte d'un certain nombre de compromis.

Nous présentons les impulsions obtenues en sortie d'un amplificateur à fibre dopée  $Yb^{3+}$ . Les profils des impulsions d'entrée et les paramètres de l'amplificateur étant connus en fonction de la nature de la fibre dopée, ceux-ci permettent de prévoir les profils des impulsions qu'il est possible d'obtenir en sortie connaissant l'énergie à atteindre. Une comparaison entre modèle numérique de simulation et expérience est proposée dans le cas où la fibre active est une fibre monomode à  $1064 \text{ nm}$  et dans le cas d'une fibre large cœur.

Ces résultats participent d'une étude globale d'un système laser à architecture à oscillateur amplifié ou MOPFA pour *Master Oscillator Power Fiber Amplifier*. Les impulsions sont obtenues par modulation directe d'une diode semiconductrice. L'amplification est menée tout au long d'une chaîne d'amplificateurs, constituée de 2 étages de préamplification avec filtrage de l'émission spontanée amplifiée afin d'éviter tout problème éventuel d'effet laser parasite et d'un étage de puissance. Les premiers sont réalisés à l'aide de fibre monomode à  $1064 \text{ nm}$ , l'énergie en sortie ne dépassant pas  $0,1 \text{ mJ}$ . L'étage de puissance, dont le rôle est d'extraire le maximum d'énergie par impulsion est réalisé à l'aide d'une fibre à large cœur ou à large surface de mode. Le but est d'atteindre des énergies par impulsion supérieures à  $1 \text{ mJ}$ .

Une tentative est faite afin de remonter, à l'aide de notre modèle numérique de simulation, à l'impulsion source qu'il serait nécessaire d'injecter en entrée des étages de préamplification afin d'obtenir une impulsion parfaitement gaussienne, d'énergie  $1 \text{ mJ}$  en sortie. Cet essai est étayé par les résultats expérimentaux obtenus au laboratoire.

Dans toutes les simulations qui ont été réalisées nous avons tenu compte de la nature réelle des profils d'impulsions que nous souhaitons comparer aux profils théoriques. Ceci par l'ajustement du paramètre  $G_0$  en fonction du taux de répétition des impulsions. En effet, le modèle théorique sur lequel est construit notre outil d'analyse numérique programmé sous Matlab<sup>®</sup> considère le cas où une seule impulsion est émise. Dans ce cadre,  $G_0$  prend pour valeur le gain petit signal de l'amplificateur et dépend donc du type de fibre utilisée. Dans un cadre réel, où des impulsions sont émises à une fréquence  $f$ , ce paramètre est à ajuster car entre 2 impulsions, la densité de population des états excités n'a pas le temps nécessaire pour retourner à son état d'équilibre pseudo-stationnaire si  $1/f$  est supérieur à la durée de vie  $\tau$  des états excités ( $\tau \sim 0,85 \text{ ms}$  dans le cas où la terre-rare est l'Ytterbium) [Wang 03].

## 5.4 Résultats d'expériences et de simulations dans le cas d'une fibre active de diamètre $\phi_{\text{coeur}} = 6 \mu\text{m}$

### 5.4.1 L'architecture de l'amplificateur étudié

L'amplificateur utilisé pour cette étude est constitué de 2 étages, la puissance moyenne de la source génératrice d'impulsions n'étant pas suffisante pour saturer convenablement le gain d'un étage d'amplification. Cette étude d'un amplificateur à fibre active de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre s'inscrit dans le cadre plus général de l'extraction de forte énergie par impulsion d'un système de forte puissance. Cet amplificateur sert à la constitution des étages de préamplification. L'énergie de saturation de cette fibre monomode à  $1064 \text{ nm}$  ( $E_{\text{sat}} = 2,3 \mu\text{J}$ ) n'est pas suffisante pour parvenir à des niveaux d'énergie de l'ordre ou supérieurs au millijoule. La source d'impulsion est une diode semiconductrice modulée directement en courant. Nous avons préféré ce type de source à une source auto-démarrante ou Q-switchée car elle est attractive d'un point de vue économique et simple à mettre en œuvre. La longueur d'onde de la source est à  $1064 \text{ nm}$  et sa largeur à mi-hauteur en régime de fonctionnement continu est plus étroite que  $1 \text{ nm}$ . Sa puissance continue est de  $150 \text{ mW}$ . La fréquence de modulation  $f$  est ajustable électroniquement par pas de  $10 \text{ kHz}$  entre 10 et  $200 \text{ kHz}$ . La durée de l'impulsion  $\Delta t$  est, elle aussi, ajustable entre quelques dizaines à quelques centaines de nanosecondes à mi-hauteur. Comme évoqué dans ce qui précède (cf. paragraphe 5.2.4 page 116), il est nécessaire vu l'objectif ultime, de réaliser un modelage de l'impulsion source. Le spectre optique et le profil de l'impulsion émise par la diode semiconductrice modulée sont représentés par la figure 5.11. La puissance moyenne obtenue en sortie de source, selon le taux de répétition et pour une durée d'impulsion de  $200 \text{ ns}$  est consignée dans le tableau 5.1. La puissance réellement injectée dans le premier préamplificateur est minimisée d'un facteur  $2 \text{ dB}$  par rapport à cette valeur car un isolateur optique est inséré entre celui-ci et la diode source afin de la protéger de toute contre-réaction optique. Le schéma de principe de cet amplificateur est représenté en figure 5.9.

Le rôle du premier étage de préamplification est de parvenir à une extraction de puissance suffisante pour aboutir à la saturation du second étage. La diode seule, étant donné le rapport cyclique  $1/(f \times \Delta t)$  (avec une durée d'impulsion de  $200 \text{ ns}$  au maximum et un taux de répétition de  $200 \text{ kHz}$ ) de plus faible valeur 25, délivre une puissance moyenne de  $6 \text{ mW}$  au maximum et son énergie ne dépasse par  $30 \text{ nJ}$ . Etant données les pertes

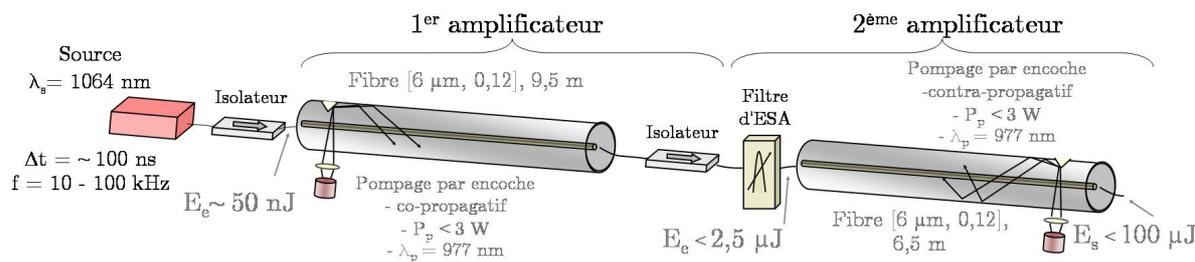


FIG. 5.9 – Schéma de principe de la structure à 2 étages d'amplification avec filtrage de l'ESA

Taux de répétition (en kHz)	10	20	30	50	100	200
Rapport cyclique	500	250	167	100	50	25
$P_{\text{moy}}$ (en mW)	0,3	0,6	0,9	1,5	3	6

TAB. 5.1 – Évolution de la puissance moyenne de la source en fonction du taux de répétition pour une impulsion de durée 200 ns

d'insertion de l'isolateur optique placé entre la source et le premier préamplificateur et qui sont de l'ordre de 2 dB à 1064 nm, cette puissance se révèle insuffisante pour le saturer en énergie (régime de gain non saturé) quelles que soient les valeurs de taux de répétition et de durée d'impulsion. Ce premier étage ne peut ainsi extraire convenablement de la puissance sans favoriser une remontée importante de l'émission spontanée amplifiée. Celle-ci est susceptible alors de donner naissance à un effet laser parasite. Pour s'affranchir de toute remontée du niveau d'émission spontanée amplifiée dans les étages d'ordre supérieur, notamment aux plus faibles taux de répétition, un filtre d'ESA est inséré entre le premier et le second étage de préamplification. Il est centré à 1064 nm et sa largeur à mi-hauteur est de 5 nm. En plus de la présence de ce composant, une solution de pompage co-propagatif est retenue afin de minimiser la présence de l'émission spontanée amplifiée dans le spectre à amplifier par le second étage de préamplification [Grot 03a]. Le pompage est réalisé par la méthode VSP<sup>®</sup> comme présentée au paragraphe 1.3.4 page 20. En définitive, le rôle de ce premier étage d'amplification est de parvenir à une saturation de l'énergie. Le profil d'impulsion en sortie de cet amplificateur n'est alors que peu ou pas déformé par rapport à celui de l'impulsion source. La puissance moyenne obtenue en sortie du premier amplificateur varie légèrement en fonction du taux de répétition celui-ci étant non saturé en énergie en entrée. L'évolution de cette puissance est représentée sur la figure 5.10 avec une incertitude relative de 5 % sur la mesure. Cette puissance est prélevée derrière le filtre et un isolateur optique. On note sur cette figure une saturation de la puissance moyenne quand le taux de répétition augmente et ce dès qu'il atteint ou dépasse 10 kHz. Cette saturation ne s'explique pas d'un point de vue gain instantané car l'amplificateur fonctionne en régime non saturé (i.e.  $G_0 \times E_e < E_{\text{sat}}$ ) mais peut se comprendre si l'on raisonne en gain moyen. La puissance moyenne émise par la source quand le taux de répétition augmente se rapprochant, voire dépassant [Bordais 02], la puissance de saturation de la « Fibre [6 μm, 0,12] ».

Le second étage de préamplification est lui aussi pompé par la méthode de l'encoche

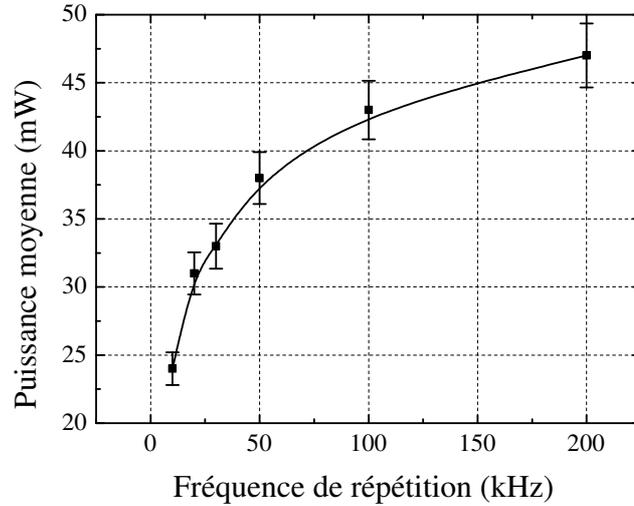


FIG. 5.10 – Evolution de la puissance moyenne en sortie du premier amplificateur

en V mais cette fois un pompage contra-propagatif a été retenu afin de favoriser une extraction de puissance et de minimiser l'apparition des effets non linéaires. Pour chaque étage, la longueur d'onde de pompe est de  $977\text{ nm}$  et la puissance est délivrée par une diode semiconductrice à large surface émettrice de  $3\text{ W}$  de puissance continue au maximum. Compte tenu des rendements de couplage, de l'ordre de  $80\%$  et du rendement de conversion de la fibre active à  $1064\text{ nm}$  lorsqu'elle est pompée à cette longueur d'onde, cette puissance permet d'atteindre une puissance moyenne maximale de environ  $1,5\text{ W}$  en sortie du deuxième amplificateur.

Nous avons étudié les divers régimes de fonctionnement de cet amplificateur en fonction du taux de répétition et de l'énergie extraite. Entre autres évolutions, celles des profils d'impulsions et des spectres optiques laissent apparaître un bon accord entre la théorie et la pratique, notamment sur le seuil de la diffusion Raman stimulée dans une fibre monomode à  $1\text{ }\mu\text{m}$ .

#### 5.4.2 Profil typique d'impulsion à amplifier

La figure 5.12 donne le profil typique des impulsions étudiées durant notre travail. Un modelage de l'impulsion est réalisé afin de minimiser l'importance du pic intense d'intensité qui peut survenir au cours de l'amplification en régime de gain saturé comme discuté au paragraphe 5.2.4 page 116 et l'influence des effets non linéaires. L'impulsion croît ainsi lentement au départ puis plus rapidement dans un second temps tout au long de sa durée. Ces différences de pentes sont représentées par les *zones 1 et 2* sur la figure 5.12. La durée de ce type d'impulsion est difficile à définir. Doit-on parler de largeur à mi-hauteur, de largeur à  $1/e$  comme dans le cas d'une impulsion gaussienne ? Par convention, nous parlerons indifféremment de largeur à la base pour le type d'impulsion représenté en figure 5.12 ou de largeur à mi-hauteur, en précisant à chaque fois ce choix. Dans le cas de l'impulsion donnée en exemple, la durée à la base est de  $180\text{ ns}$  et sa largeur à mi-hauteur

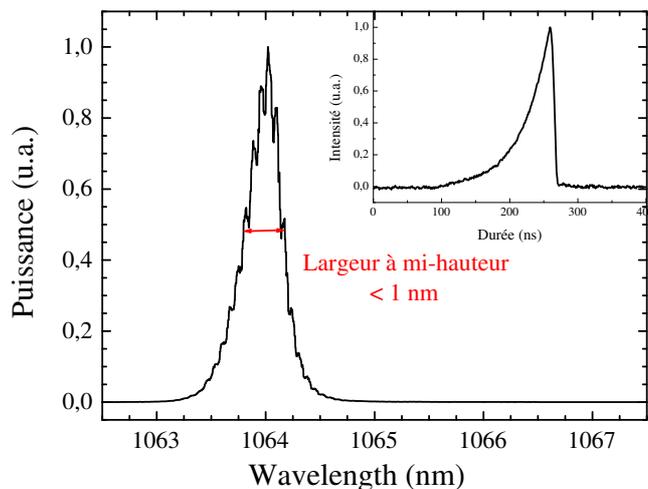


FIG. 5.11 – Spectre optique et profil de l'impulsion émise par la diode source à  $20 \text{ kHz}$  de fréquence de répétition.

de environ  $40 \text{ ns}$ .

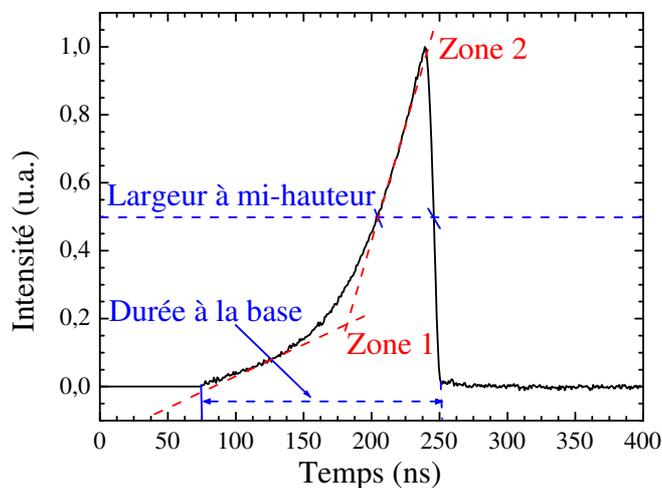


FIG. 5.12 – Profil de l'impulsion en entrée de l'amplificateur à fibre  $6 \mu\text{m}$

Pour vérifier la validité de notre modèle, nous comparons les résultats d'expériences et de simulations obtenus dans le cadre de l'amplification d'une impulsion émise à un taux de répétition de  $20 \text{ kHz}$  par un amplificateur à fibre active de diamètre  $6 \mu\text{m}$  et d'énergie de saturation  $E_{\text{sat}} = 2,3 \mu\text{J}$ . L'énergie de l'impulsion en entrée est de  $1,55 \mu\text{J}$  et est amplifiée jusqu'à une énergie de  $50 \mu\text{J}$ , l'amplificateur fonctionnant en régime de saturation. Une déformation du profil de l'impulsion est observée en sortie et la simulation

montre un bon accord avec l'expérience (cf. fig. 5.13). Nous comparons aussi les résultats

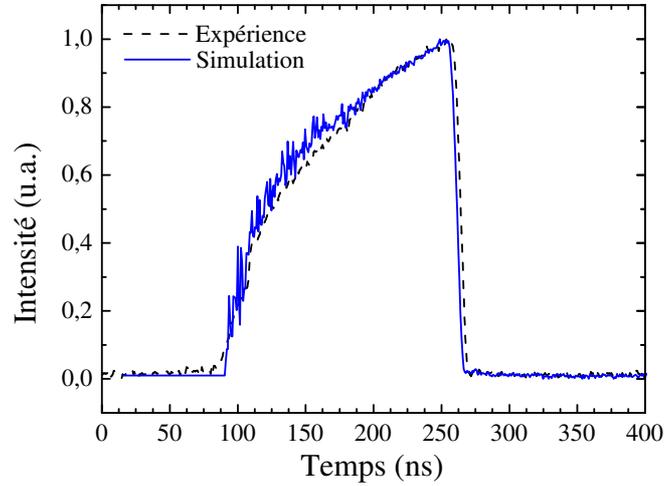


FIG. 5.13 – Comparaison expérience et simulation pour une énergie de  $50 \mu J$  obtenue en sortie d'une fibre d'énergie de saturation  $2,3 \mu J$ . L'énergie d'entrée est de  $1,55 \mu J$ .

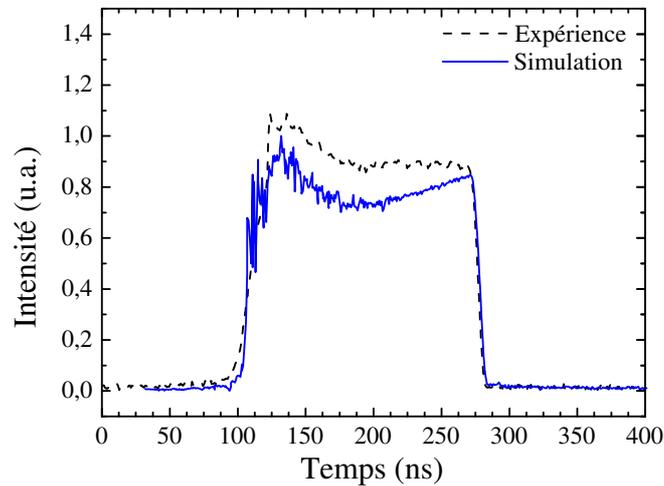


FIG. 5.14 – Comparaison expérience et simulation pour une énergie de  $100 \mu J$  obtenue en sortie d'une fibre d'énergie de saturation  $2,3 \mu J$ . L'énergie d'entrée est de  $0,75 \mu J$ .

d'expériences et de simulations pour une série d'impulsions émises à un taux de répétition de  $10 kHz$  d'énergie  $E_e = 0,75 \mu J$  et amplifiées jusqu'à  $E_s = 100 \mu J$ . La simulation montre, un relatif bon accord dans ce cas (cf. fig. 5.14).

### 5.4.3 Évolution du profil d'impulsion, à énergie constante, en fonction du taux de répétition

Nous avons cherché à étudier l'influence du taux de répétition sur le profil d'impulsion obtenu en sortie de l'amplificateur constitué de la « Fibre [6  $\mu\text{m}$ , 0,12] » à énergie constante. Nous nous plaçons donc en sortie du second étage d'amplification sur cette fibre. La sortie est non isolée. Le taux de répétition est réglé entre 10 et 100  $\text{kHz}$  et la puissance moyenne ajustée pour maintenir l'énergie par impulsion constante. La valeur de cette énergie est fixée à environ 15  $\mu\text{J}$  afin de nous permettre de rester dans des limites de puissance moyenne acceptables compte tenu de la puissance de pompe limitée à 3  $\text{W}$ . La puissance moyenne nécessaire lorsque le taux de répétition atteint 100  $\text{kHz}$  atteignant ainsi 1,5  $\text{W}$ . Expérimentalement, le profil d'impulsion varie peu lorsque le taux de répétition augmente, la durée d'impulsion  $\Delta t$  à mi-hauteur restant fixe à environ 80  $\text{ns}$ . Etant donné que le premier étage d'amplification n'est pas saturé en énergie et mal saturé en puissance moyenne, une légère variation de l'énergie en entrée du second étage est inévitable. L'énergie maximale obtenue en entrée du second étage d'amplification est ainsi de 2,4  $\mu\text{J}$  ( $P_{\text{moy}} = 24 \text{ mW}$ ) pour un taux de répétition de 10  $\text{kHz}$  pour chuter à 0,43  $\mu\text{J}$  ( $P_{\text{moy}} = 43 \text{ mW}$ ) à 100  $\text{kHz}$ . La puissance moyenne requise pour atteindre 15  $\mu\text{J}$  en sortie de cet amplificateur pour un taux de répétition de 100  $\text{kHz}$  étant alors de 1,5  $\text{W}$ , le gain moyen  $G_0$  est de 15,4  $\text{dB}$ . Quel que soit le taux de répétition, l'amplificateur fonctionne ainsi en régime de gain saturé. Une légère déformation du profil d'impulsion en sortie comparée à l'impulsion d'entrée est ainsi observée dans la pratique (cf. fig. 5.15). Son amplitude reste faible toutefois.

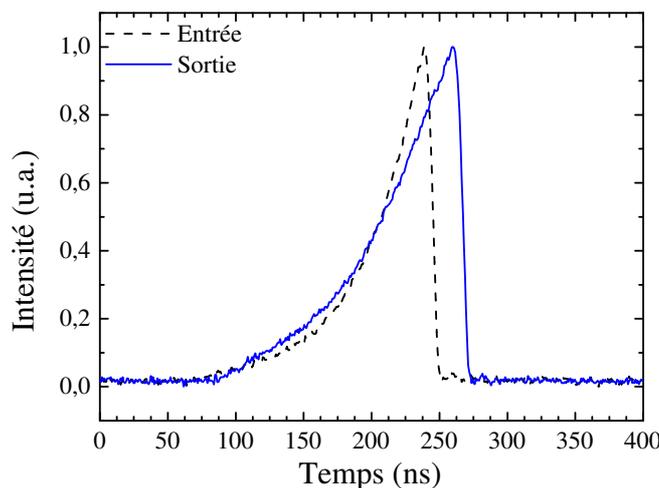


FIG. 5.15 – Superposition des profils d'impulsions obtenus en entrée et en sortie de second étage d'amplification pour  $f = 100 \text{ kHz}$ . En sortie l'énergie est de 15  $\mu\text{J}$ .

Nous avons injecté les profils des impulsions obtenues en sortie de premier étage d'amplification dans notre modèle numérique de simulation pour chaque taux de répétition. Nous avons ensuite comparé les profils théoriques d'impulsions obtenues en sortie en fonc-

tion du taux de répétition, pour une énergie de  $15 \mu J$  avec les résultats expérimentaux. Les résultats sont consignés dans la figure 5.16. On note un écart entre les prédictions du modèle et les résultats de mesure. L'impulsion théorique est, en effet, davantage déformée par rapport au profil d'entrée en comparaison avec les résultats de mesure. Ceci n'est pas bien expliqué par le modèle, celui-ci constituant un modèle simple n'ayant pas d'autre prétention que celle de permettre d'aboutir à des tendances de comportement d'amplificateurs, mais des hypothèses peuvent toutefois être formulées :

- les écarts peuvent s'expliquer en partie par les incertitudes de mesure sur les sections efficaces d'émission à la longueur d'onde d'intérêt. Ces incertitudes entraînent une erreur sur la valeur de l'énergie de saturation. Le profil et la déformation de l'impulsion en sortie d'amplificateur étant directement dépendants de la valeur de  $E_{sat}$ , toute incertitude sur la mesure peut très facilement faire basculer le modèle d'un fonctionnement en régime de gain saturé à un régime non saturé.
- dans la pratique, le pompage est contra-propagatif favorable à une extraction supérieure de puissance mais réduisant le gain. Le sens du pompage n'est pas pris en compte par le modèle mais pourrait expliquer une valeur de  $G_0$  légèrement sur-estimée dans le modèle par rapport à l'expérience. Une valeur supérieure de  $G_0$  pouvant expliquer une amplitude de la déformation de l'impulsion supérieure.
- on pressent aussi une dépendance de l'amplitude de la déformation au rapport cyclique. La valeur du gain devant alors être ajustée selon le taux de répétition pour tenir compte de la durée de vie de l'ion  $Yb^{3+}$ .

La liste de ces hypothèses n'est certainement pas exhaustive et d'autres phénomènes rentrent eux aussi en jeu qui permettraient d'expliquer les écarts relatifs entre expérience et simulation. Nous n'avons toutefois, pas disposé de suffisamment de temps pour contenter notre curiosité et poursuivre ces travaux.

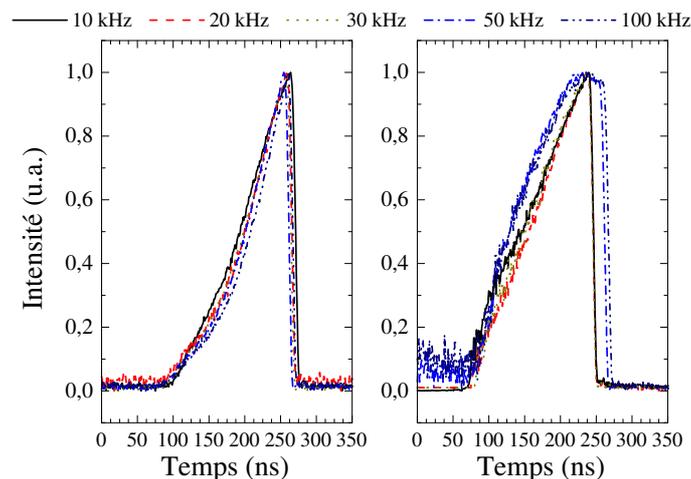


FIG. 5.16 – Comparaison expérience (gauche) et simulation (droite) pour une énergie de  $15 \mu J$  obtenue en sortie d'une fibre d'énergie de saturation  $2,3 \mu J$  pour divers taux de répétition

#### 5.4.4 Évolution du profil d'impulsion en fonction de l'énergie de sortie

Tout autre paramètre demeurant constant, lorsque l'énergie varie en sortie d'amplificateur, à puissance moyenne de sortie constante, le profil d'impulsion obtenu en sortie se trouve sensiblement modifié. Nous donnons dans les figures 5.13 et 5.14 les résultats de nos expériences menées sur l'amplificateur à fibre active d'énergie de saturation  $E_{\text{sat}} = 2,3 \mu\text{J}$  pour des fréquences de répétition de 10 et 20  $\text{kHz}$ . Dans chaque cas, la puissance moyenne de sortie est de 1  $\text{W}$  ce qui correspond à une énergie de 100  $\mu\text{J}$  et 50  $\mu\text{J}$  respectivement. L'énergie d'entrée est, elle, très sensiblement la même. Dans le cas où  $f = 10 \text{ kHz}$ , l'impulsion se trouve davantage déformée en sortie comparativement au profil obtenu pour  $f = 20 \text{ kHz}$ . Nous attribuons cette différence à une remontée plus importante du gain entre les impulsions, ce qui permet, dans le cas où  $f = 10 \text{ kHz}$ , au gain instantané de démarrer à une valeur plus importante que dans le cas où  $f = 20 \text{ kHz}$  comme illustré par la figure 5.17. Cette valeur du gain plus importante lorsque l'impulsion se présente, contribue à une déformation relative du début de l'impulsion comparativement à sa fin plus importante. La décroissance du gain instantané conservant, elle, la même pente dans les 2 cas.

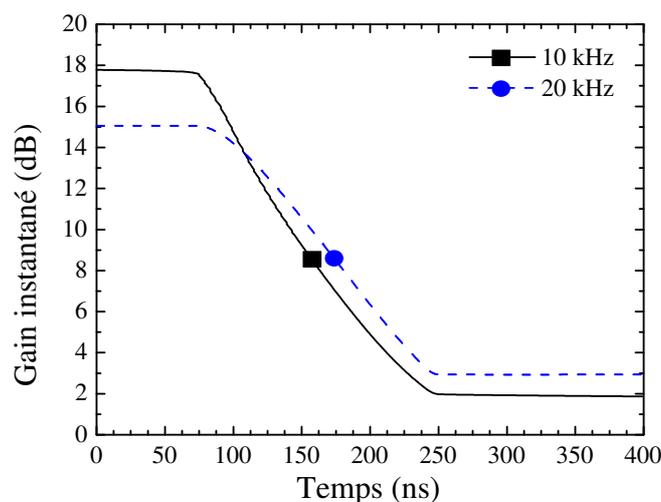


FIG. 5.17 – Comparaison de l'évolution du gain instantané au cours de l'amplification d'une impulsion émise à des taux des répétition de 10 et 20  $\text{kHz}$  jusqu'à une énergie de 100 et 50  $\mu\text{J}$  respectivement

## 5.5 Résultats d'expériences et de simulations dans le cas d'une fibre active de diamètre $\phi_{coeur} = 20\mu m$

### 5.5.1 L'architecture de l'amplificateur étudié

Dans cette section nous nous intéressons au fonctionnement d'un amplificateur de puissance fonctionnant en régime d'impulsions. Il est constitué d'une section de fibre de type « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] » d'énergie de saturation  $E_{sat} = 0,11 mJ$  ou du type « Fibre [30  $\mu m$ , 0,08] » d'énergie de saturation  $E_{sat} = 0,24 mJ$ . Il est pompé de manière co-propagative par un combineur multimode du même type que celui présenté au paragraphe 1.3.4 page 19. La puissance est délivrée par une combinaison de diodes semiconductrices à large surface émettrice de longueur d'onde centrée à 920  $nm$  et peut atteindre plusieurs dizaines de watts. Un schéma de cet amplificateur est présenté en figure 5.18.

Le signal source est obtenu par modulation directe d'une diode semiconductrice à 1064  $nm$  amplifiée jusqu'à une puissance moyenne pouvant atteindre quelques centaines de milliwatts. Cet étage de puissance est optimisé afin d'extraire un maximum d'énergie tout en contenant les effets non linéaires à un niveau non gênant. Le pompage co-propagatif par des diodes émettant de fortes puissances à 920  $nm$  sont autant de facteurs pénalisant la poursuite de cet objectif [Kulcsar 03] mais nous ont été dictés par des impératifs économiques et de disponibilité des composants au moment où ce travail a été réalisé. Le pompage à l'aide de diodes émettant un fort signal de pompe à une longueur d'onde de 920  $nm$ , c'est-à-dire sur la large bande d'absorption de l'Ytterbium, présente, par contre, l'intérêt de ne pas nécessiter de régulation de la température de la puce semiconductrice [Waarts 04]. En effet, le décalage typique de 0,3  $nm/^{\circ}C$  [Wolak 05] en longueur d'onde d'émission de la diode conduit à un écart en longueur d'onde de 6  $nm$  entre 25 $^{\circ}C$  et 45 $^{\circ}C$  soit à une longueur d'onde centrale variant entre 915 et 921  $nm$  pour une diode centrée à 913,5  $nm$  à 20 $^{\circ}C$ . Ces longueurs d'onde restent alors contenues sur le maximum de la courbe d'absorption proposée par l' $Yb^{3+}$  dans cette bande spectrale (cf. fig.1.5). Il est, toutefois, préférable lorsque les diodes sont fortement sollicitées, d'envisager une solution de convection forcée (air soufflé) afin de maintenir leur température inférieure à 50 $^{\circ}C$  et ainsi de ne pas trop empiéter sur leur durée de vie. La longueur de fibre dopée utilisée dans l'amplificateur est optimisée pour permettre une absorption supérieure à 12  $dB$  de la puissance de pompe.

Il est alors possible d'extraire une énergie supérieure à 1  $mJ$  de cet étage de puissance dans des impulsions de puissance crête pouvant atteindre, voire dépasser, 10  $kW$ . Les profils d'impulsions obtenus en sortie de cet amplificateur de puissance sont comparés à notre modèle numérique de simulation connaissant le profil d'impulsion à l'entrée. Un bon accord est alors trouvé avec les résultats expérimentaux. Une discussion sur les paramètres de l'impulsion d'entrée impactant directement le profil de l'impulsion en sortie est menée. Un profil d'impulsion optimisée pour obtenir un profil homogène d'impulsion d'énergie 1  $mJ$  est proposé.

### 5.5.2 Profil de l'impulsion d'entrée

Les impulsions qui constituent la source à ce système de forte énergie de sortie, sont les impulsions de sortie des étages d'amplification sur la « Fibre [6  $\mu m$ , 0,12] » (cf. § 5.4 page 122). Afin de ne pas exacerber le phénomène de distortion au départ de l'impulsion,

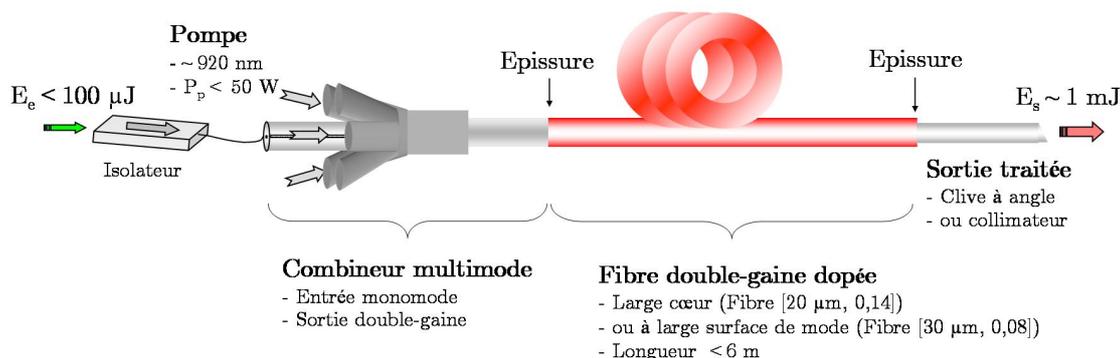
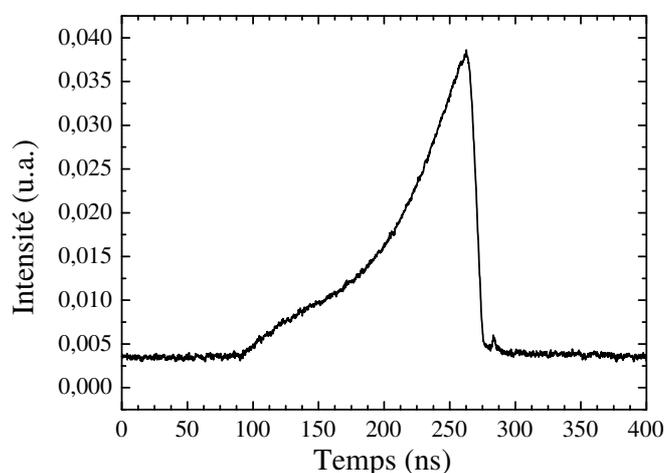


FIG. 5.18 – Schéma de principe de l'amplificateur à fibre de puissance

nous nous sommes attachés à réduire la déformation de ce profil dans les étages d'amplification sur fibre monomode. C'est pourquoi, l'énergie injectée en entrée de cet étage de puissance ne dépasse pas  $25 \mu\text{J}$  pour une puissance moyenne d'approximativement  $500 \text{ mW}$  à une fréquence de répétition de  $20 \text{ kHz}$ . A titre d'exemple un profil typique est donné en figure 5.19.

FIG. 5.19 – Profil de l'impulsion en entrée de l'amplificateur à fibre  $20 \times [200 \times 220] \mu\text{m}$ 

### 5.5.3 Homogénéisation du profil d'impulsion pour une énergie de $1 \text{ mJ}$ en sortie

Comme nous l'avons précédemment évoqué (cf. fig. 5.13 et 5.14), le profil d'impulsion qu'il est possible d'obtenir en sortie d'un amplificateur fonctionnant en régime d'impul-

sions de très forte énergie dépend très fortement du niveau d'énergie. Le modelage de l'impulsion source ne permet pas de conserver un profil homogène quel que soit le niveau d'énergie requis. Le profil évolue ainsi en fonction d'une multitude de paramètres dont nous dressons ici une liste non exhaustive :

- Le niveau d'énergie en sortie d'amplificateur,
- La durée de l'impulsion,
- La fréquence de répétition,
- Le régime de fonctionnement de l'amplificateur (gain saturé ou non).

Nous avons étudié la convergence vers un profil homogène d'impulsion à  $1\text{ mJ}$  partant du profil d'impulsion représenté par la figure 5.19. Pour aboutir, il est nécessaire de comprendre la dynamique du gain instantané au cours du passage de l'impulsion dans l'amplificateur de forte puissance.

L'amplificateur est celui décrit au paragraphe 5.5.1. Il est injecté initialement par une impulsion d'énergie  $22,5\ \mu\text{J}$  et de durée à la base  $230\text{ ns}$  (cf. fig. 5.20). Les impulsions sont émises à un taux de répétition de  $20\text{ kHz}$ , ce qui correspond ainsi à une puissance moyenne de  $450\text{ mW}$ . L'énergie de  $1\text{ mJ}$  est obtenue pour une puissance moyenne de  $20\text{ W}$ . Le profil d'impulsion obtenu en sortie de l'amplificateur est donné par la figure 5.20. Dans le cadre de notre travail d'étude, nous avons eu à étudier et optimiser le fonctionnement d'un type similaire d'amplificateur pour des applications au marquage industriel. Ce profil est mal adapté à un tel usage qui réclame davantage de puissance crête ( $> 10\text{ kW}$ ) dans des impulsions de plus courte durée (environ  $100\text{ ns}$ ) et d'énergie comparable. La puissance crête ne dépasse ici guère  $5\text{ kW}$ .

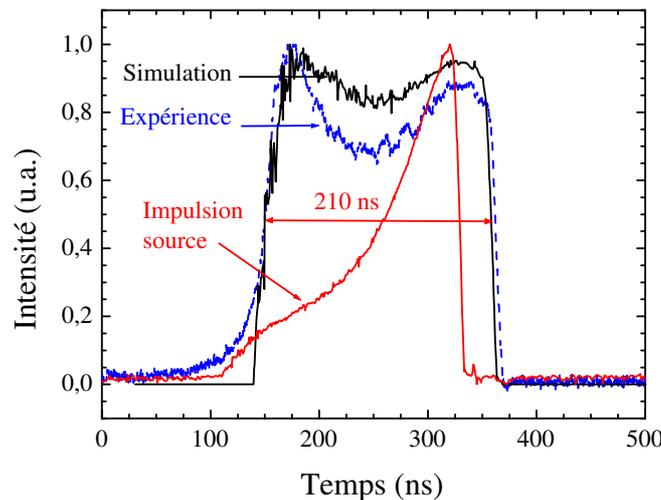


FIG. 5.20 – Profils d'impulsions en sortie d'amplificateur à  $1\text{ mJ}$  injecté par une impulsion de durée  $230\text{ ns}$  à la base (Expérience et simulation)

Nous avons donc analysé et étudié l'influence de la durée de l'impulsion injectée en entrée d'étage de puissance ainsi que celle de la puissance moyenne sur le profil d'impulsion de sortie. Ce sont les résultats de cette analyse que nous nous proposons d'aborder dans ce qui suit.

### Étude de l'influence de la durée d'impulsion

Dans cette section, nous nous proposons de discuter de l'influence de la durée de l'impulsion injectée dans l'amplificateur de forte énergie sur le profil d'impulsion extraite de cet étage de puissance. En l'occurrence, nous nous attachons à décrire le processus engendré au cours de l'amplification par une réduction de la durée de l'impulsion en entrée. Pour ce faire, nous comparons nos résultats d'expériences à ceux de notre modèle numérique de simulations pour des impulsions dont les caractéristiques sont les suivantes. Nous repartons des conditions initiales décrites précédemment pour l'impulsion d'entrée et les résumons ci-après :

- L'énergie injectée est de  $E_e = 22,5 \mu\text{J}$
- La durée à la base de cette impulsion est de  $\Delta t_e = 230 \text{ ns}$
- Les impulsions sont émises à une fréquence de répétition de  $f = 20 \text{ kHz}$
- La puissance moyenne injectée est ainsi de  $P_e^{\text{moy}} = 450 \text{ mW}$ , la fraction de puissance contenue dans l'ESA étant ici négligeable.

Les profils des impulsions en entrée dans chaque cas sont représentés par la figure 5.21. La durée de l'impulsion est réduite de  $230 \text{ ns}$  à  $180 \text{ ns}$ . Les résultats de notre modèle anticipent une accélération de la décroissance du gain instantané  $G(t)$  le long de cette impulsion au cours de son amplification comme représenté par la figure 5.22. Ainsi, **une diminution de la durée à la base de l'impulsion injectée aura tendance, en sortie, à augmenter la déformation au début de l'impulsion relativement à la fin.**

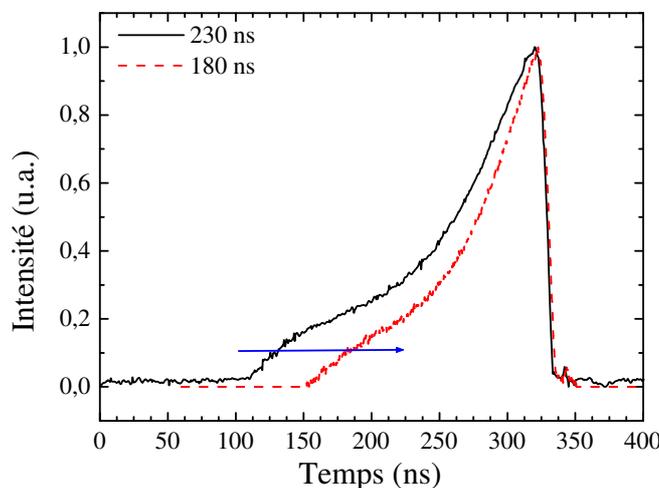


FIG. 5.21 – Réduction de la durée de l'impulsion d'entrée de  $\Delta t_e = 230 \text{ ns}$  à  $180 \text{ ns}$  à énergie constante ( $E_e = 22,5 \mu\text{J}$ )

Dans chaque cas, ces impulsions ont été amplifiées jusqu'à une énergie de  $E_s = 1 \text{ mJ}$ . Nos résultats d'expériences sont corrélés aux résultats issus de notre modèle (cf. fig. 5.23). En sortie, les impulsions de sortie issues de l'amplification des impulsions de durée  $\Delta t_e = 180 \text{ ns}$  présentent un profil avec une forte intensité au début de l'impulsion pour décroître rapidement le long de l'impulsion (cf. fig. 5.23 droite). Ceci conduit à une très forte

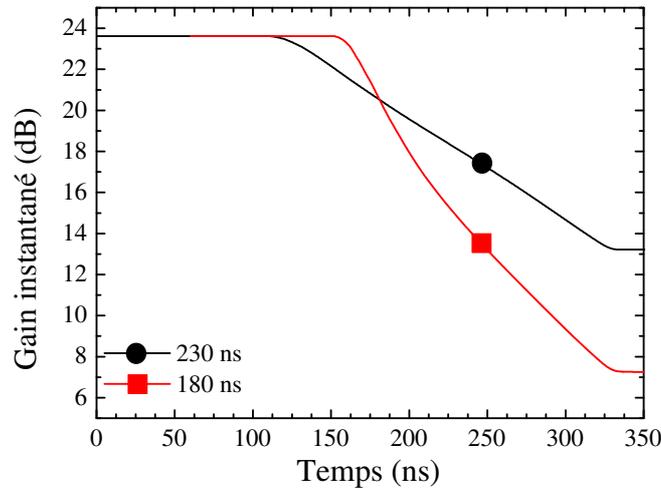


FIG. 5.22 – Effet d'une réduction de la durée de l'impulsion à énergie constante sur l'évolution du gain instantané au cours du passage de l'impulsion

puissance crête car le pic du début de l'impulsion possède une durée à mi-hauteur d'approximativement  $30\text{ ns}$ . C'est-à-dire que localement la puissance crête atteinte dans ces impulsions est de  $33\text{ kW}$ . Alors que dans le cas de l'amplification de l'impulsion de durée  $\Delta t_e = 230\text{ ns}$ , l'impulsion en sortie à  $E_s = 1\text{ mJ}$  ne présente pas cette puissance crête exacerbée au début de l'impulsion. Le profil est alors plus homogène avec une légère décroissance de l'intensité au milieu de l'impulsion (cf. fig. 5.23 gauche). Ceci s'explique très bien par le fait que le premier extremum résulte de l'amplification du début de l'impulsion. Il profite alors du maximum de la valeur du gain instantané et est beaucoup plus amplifié comparativement à la fin de l'impulsion qui ne dispose que de peu de gain. Elle atteint cependant le deuxième extremum. Les résultats de nos expériences montrent une bonne corrélation avec les prédictions du modèle.

La durée d'impulsion obtenue à  $1\text{ mJ}$  dans ce cas, reste calée sur la base de celle de l'impulsion d'entrée à  $\Delta t_s = 230\text{ ns}$ . La puissance crête ne dépasse plus alors les  $P_s^{\text{crête}} = 4,3\text{ kW}$ . Ceci peut représenter un intérêt pour une minimisation des effets non linéaires mais s'éloigne de la puissance crête recherchée dans le cadre industriel de ce projet. C'est pourquoi, nous avons poursuivi nos expériences, en comparaison avec notre modèle numérique de simulations, par la réduction de la durée de l'impulsion d'entrée à moins que  $\Delta t_e = 180\text{ ns}$ .

Nous présentons ainsi nos résultats dans le cadre de l'amplification d'une impulsion dont les caractéristiques sont les suivantes :

- L'énergie injectée est de  $E_e = 5,7\ \mu\text{J}$
- La durée à la base de cette impulsion est réduite de  $\Delta t_e = 180\text{ ns}$  à  $\Delta t_e = 120\text{ ns}$
- Les impulsions sont émises à une fréquence de répétition de  $f = 20\text{ kHz}$
- La puissance moyenne injectée est ainsi de  $P_e^{\text{moy}} = 205\text{ mW}$ , la fraction de puissance contenue dans l'ESA étant ici négligeable.

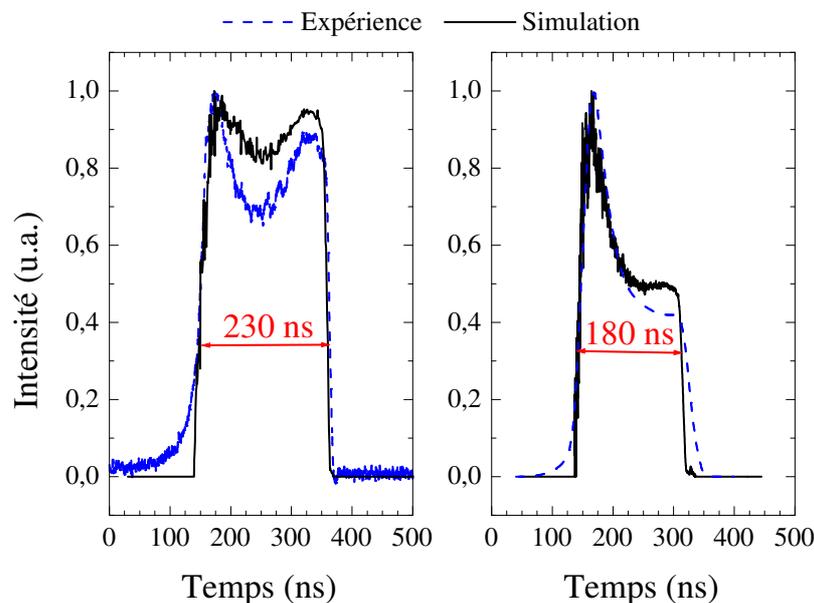


FIG. 5.23 – Profils d'impulsions à  $1 \text{ mJ}$  (Expérience et simulation) résultant de l'amplification d'une impulsion réduite de  $\Delta t_e = 230 \text{ ns}$  à  $180 \text{ ns}$  à énergie constante

Le gain instantané suit la même évolution que précédemment dans ce cas. La décroissance se manifeste sur le profil de l'impulsion de sortie (cf. fig. 5.24). Dans ce cas, cependant, le profil d'impulsion le plus homogène est obtenu pour l'impulsion de sortie de durée la plus faible. Ce résultat est représenté par la figure 5.25 et montre une bonne corrélation entre résultats du modèle et ceux issus de l'expérience. Il s'explique par le fait que l'impulsion est cette fois suffisamment « courte » pour que l'intensité n'ait pas le temps nécessaire pour redescendre entre les 2 extrema précédents. Ces 2 se confondent donc et conduisent à un profil d'impulsion homogène. La durée de l'impulsion en sortie ne dépasse cette fois plus  $\Delta t_s = 120 \text{ ns}$ , ce qui correspond dans une énergie de  $1 \text{ mJ}$  obtenue à un taux de répétition de  $f = 20 \text{ kHz}$ , à une puissance crête de  $P_s^{\text{crête}} = 8,3 \text{ kW}$ .

En définitive, une réduction de la durée de l'impulsion à amplifier effectuée à énergie constante, conduit à une accélération de la décroissance du gain instantané le long de l'impulsion. Ceci peut résulter, selon les cas, en l'obtention d'un profil présentant une grande intensité au début de l'impulsion par rapport à l'intensité obtenue en fin d'impulsion ou à un profil d'impulsion très homogène. Il est donc à optimiser selon que l'on souhaite extraire une grande puissance crête ou, au contraire, minimiser l'apparition des effets non linéaires. Un outil d'analyse numérique comme celui que nous avons développé peut alors se révéler être un bon outil relativement à une anticipation du profil qui sera obtenu connaissant les caractéristiques en énergie et puissance moyenne désirées en sortie ainsi que le gain de l'amplificateur et le taux de répétition auquel sont émises ces impulsions.

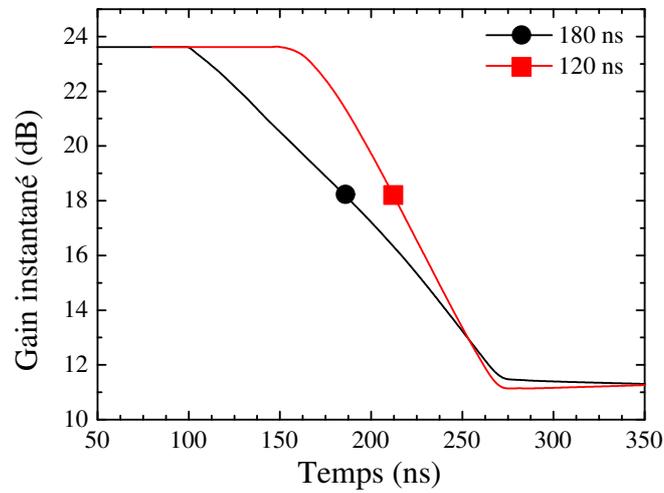


FIG. 5.24 – Évolution du gain instantané au cours du passage de l'impulsion pour une durée d'impulsion réduite de  $\Delta t_e = 180 \text{ ns}$  à  $120 \text{ ns}$

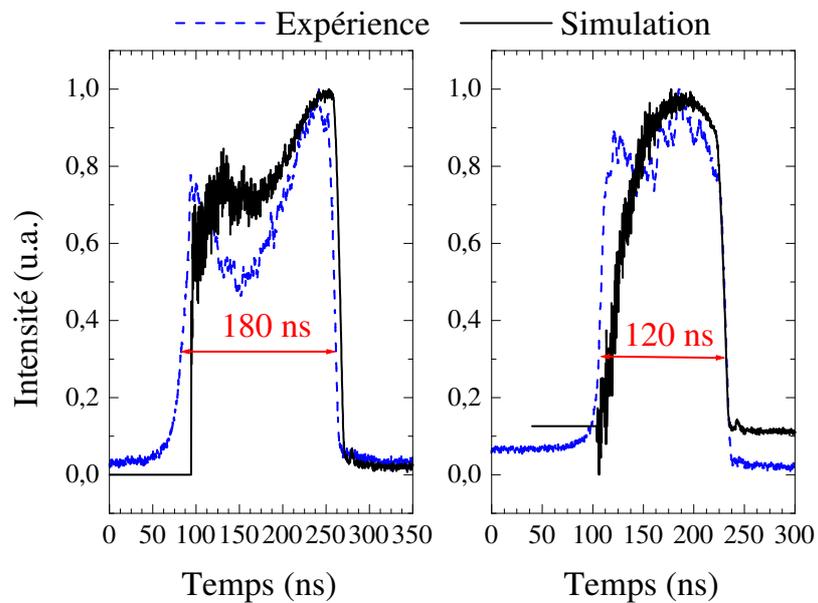


FIG. 5.25 – Profils d'impulsions homogènes obtenus pour une énergie de sortie de  $1 \text{ mJ}$

### Étude de l'influence de l'énergie d'entrée

La même analyse a été menée dans le cadre de la réduction de l'énergie injectée dans l'amplificateur de puissance, la durée de l'impulsion restant inchangée. Nous avons une nouvelle fois comparé les résultats de notre modèle à ceux issus de nos expériences. Les paramètres des impulsions injectées sont listés ci-après. Ces impulsions ont, à chaque fois, amplifiées jusqu'à une énergie de  $E_s = 1 \text{ mJ}$  :

- L'énergie injectée est réduite de  $E_e = 22,5 \mu\text{J}$  à  $6,4 \mu\text{J}$
- La durée à la base de ces impulsions demeure inchangée à  $\Delta t_e = 180 \text{ ns}$
- Les impulsions sont émises à une fréquence de répétition de  $f = 20 \text{ kHz}$
- La puissance moyenne injectée varie, de fait, de  $P_e^{\text{moy}} = 450 \text{ mW}$  à  $128 \text{ mW}$ , la fraction de puissance contenue dans l'ESA étant ici négligeable.

Les profils d'impulsions injectés (cf. fig. 5.26) montrent une légère différence. Ceci s'explique par le fait qu'ils sont eux-mêmes issus d'un amplificateur à fibre fonctionnant en régime de gain saturé. Le profil de l'impulsion qui transporte le plus d'énergie est alors sensiblement moins incurvé (nous partons d'un profil exponentiel) que celui des impulsions de plus faible énergie. Ceci ne change pas ou peu le comportement de l'amplificateur de très forte énergie, ce qui nous permet d'établir la comparaison.

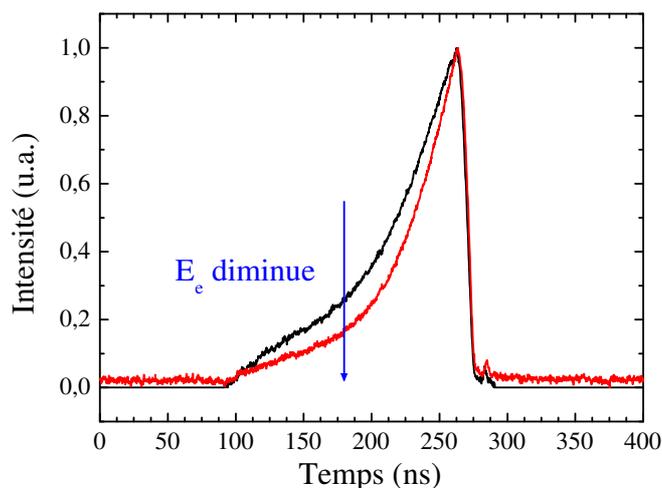


FIG. 5.26 – Réduction de l'énergie de l'impulsion injectée à durée constante

Le modèle montre alors une variation du gain instantané  $G(t)$  contraire à la précédente et ce pour autant que l'on puisse établir une comparaison. En effet, lorsque l'énergie injectée est diminuée, le gain instantané a tendance à croître. Ainsi, en comparaison du gain instantané résultant de l'amplification d'impulsions d'énergie de plus en plus faible, le gain instantané aura-t-il tendance à suivre une pente inverse, qui plus est celui-ci diminue t'il avec une pente plus douce tout au long de l'impulsion. Ceci est représenté par la figure 5.27 et cette évolution va dans le sens d'une remontée significative de l'intensité au début de l'impulsion de sortie relativement à la fin. Nos résultats d'expériences et de simulations illustrent parfaitement ce comportement d'amplificateur (cf. fig. 5.28).

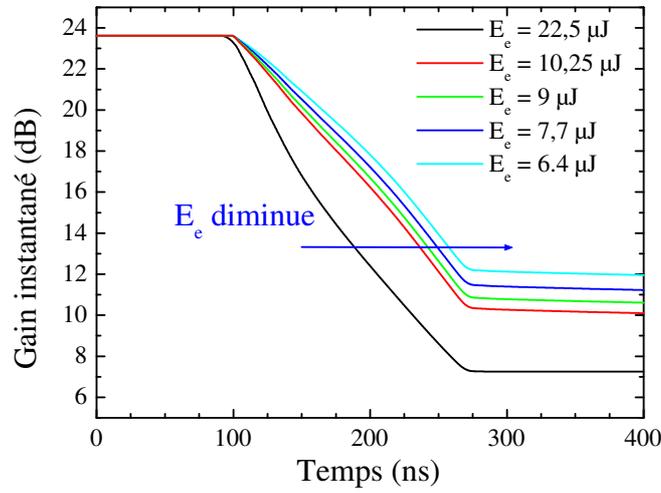


FIG. 5.27 – Évolution du gain instantané au cours du passage de l'impulsion pour des énergies injectées variant de  $E_e = 22,5 \mu J$  à  $6,4 \mu J$

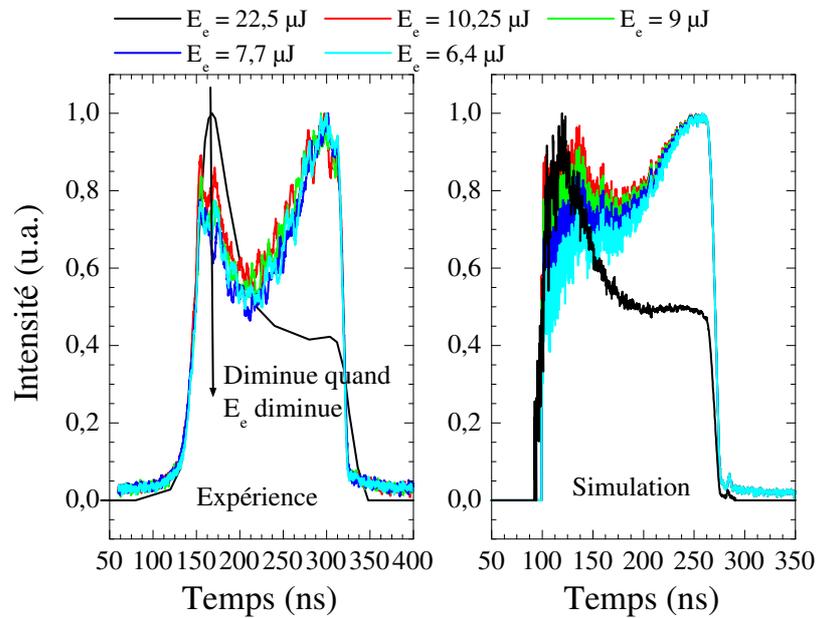


FIG. 5.28 – Comparaison des profils obtenus à  $E_s = 1 mJ$  et résultant de l'amplification d'impulsions d'énergies différentes.

On voit alors sur ces courbes que l'impulsion qui en découle peut présenter un profil plus ou moins homogène selon les cas. Nous pouvons ainsi citer les cas suivants pouvant expliquer ces différences :

- Le gain de l'amplificateur de puissance est plus ou moins important,
- la durée de l'impulsion,
- le taux de répétition auquel elles sont émises.

Notre modèle se révèle ici encore être un outil d'analyse fine du comportement d'amplificateurs de très forte puissance et fonctionnant en régime d'impulsions.

## 5.6 Problème réciproque de prédiction de la forme d'impulsion à injecter connaissant le profil souhaité de l'impulsion en sortie

Le problème réciproque de prédiction de la forme d'impulsion qu'il est souhaitable d'injecter en entrée d'un amplificateur connaissant le profil d'impulsion recherché en sortie est aussi envisagé. Dans le cadre de notre étude, ceci doit permettre d'optimiser le profil d'impulsion à 1 *mJ* dès le profil d'impulsion de la source connu comme il est fait pour d'autres applications où la forme de l'impulsion impacte directement la qualité des performances du système [Donaldson 01].

Ce problème réciproque de prédiction de la forme d'impulsion à injecter connaissant le profil souhaité de l'impulsion peut être envisagé de 2 manières. Soit en réarrangeant les formules 5.1, 5.2 et 5.3 afin d'obtenir une expression de la puissance d'entrée  $P_e$  en fonction de la puissance de sortie  $P_s$  et du gain instantané  $G(t)$ . C'est l'approche suivie dans la référence [Siegman 86]. Soit, en considérant l'entrée de la fibre comme la sortie et réciproquement, l'impulsion d'entrée comme l'impulsion de sortie et réciproquement. Cette approche a été étudiée récemment et est présentée dans la référence [Wang 03]. Un modèle numérique assez complet a été développé.

Comme notre modèle numérique a été établi à partir des équations présentées dans la référence [Siegman 86], nous présentons ci-après les relations à considérer dans le cadre de ce problème réciproque, obtenues à partir de cette même référence.  $P_e$  et  $P_s$  sont les puissances des impulsions d'entrée et de sortie réciproquement,  $G(t)$  est le gain instantané,  $G_0$  le gain de l'amplificateur en régime d'impulsions.  $E_{sat}$  est l'énergie de saturation calculée connaissant les paramètres opto-géométriques et les sections efficaces de la fibre dopée  $Yb^{3+}$ . Les équations qu'il est nécessaire de résoudre afin de remonter au profil d'impulsion source à injecter en entrée d'un amplificateur connaissant le profil d'impulsion recherché en sortie sont alors données par les relations 5.4, 5.5 et 5.6.

$$G(t) = 1 + (G_0 - 1) \exp\left(-\frac{E_s(t)}{E_{sat}}\right) \quad (5.4)$$

$$\frac{E_s - E_e}{E_{sat}} = \ln \frac{G_0}{G(t)} \quad (5.5)$$

$$P_e(t) = \frac{P_s(t)}{G(t)} \quad (5.6)$$

Une modélisation similaire à celle que nous avons effectuée au paragraphe 5.2.1 a été établie. Considérons le cas où l'on souhaite obtenir en sortie d'un amplificateur à

fibre d'énergie de saturation  $E_{sat} = 2,3 \mu J$  (cas de la *Fibre [6  $\mu m$ , 0,12]*) une énergie  $E_s = 10 \mu J$  dans une impulsion rectangulaire de durée 100 ns (cf. fig. 5.29). Si on considère qu'une seule impulsion est injectée en entrée de l'amplificateur, le gain  $G_0$  est le gain petit signal de la fibre. Il prend ici pour valeur  $G_0 = 40 dB$ . Le profil théorique d'impulsion qu'il est nécessaire d'injecter en entrée d'amplificateur obtenu par notre modèle est celui d'une super gaussienne. Il est représentée en figure 5.30. L'énergie contenue dans cette impulsion d'entrée est ainsi de  $E_e = 17,6 nJ$ . Ce cas rentre donc dans le cadre d'une amplification en régime de saturation du gain (on vérifie à posteriori que  $G_0 \times E_e > E_{sat}$ ), le profil très déformé de l'impulsion d'entrée comparé à celui de l'impulsion de sortie est tout à fait en accord avec ce point.

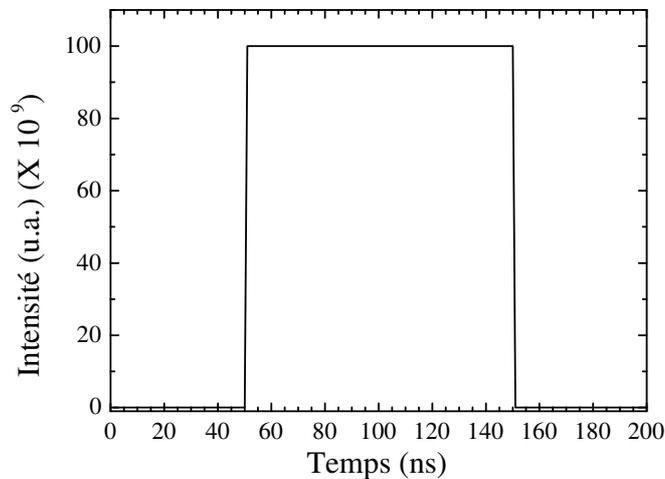


FIG. 5.29 – Profil d'impulsion rectangulaire désiré en sortie dans des impulsions d'énergie  $E_s = 10 \mu J$

Ce cas se rapproche du cas réel présenté dans les figures 5.14 où le profil d'impulsion obtenu en sortie se rapproche d'un profil rectangulaire alors que le profil d'entrée est celui de la figure 5.12. Son intérêt demeure, toutefois, limité dans la pratique car il est, par ailleurs, nécessaire de connaître l'architecture qui sera utilisée pour atteindre l'énergie objectif ainsi que le gain de chaque étage pour obtenir des résultats pertinents. De plus, un tel modèle tendrait à ne rechercher à aboutir qu'à un profil gaussien en sortie de système fonctionnant en régime d'impulsions. Ceci ne peut être obtenu que dans le cadre de l'amplification d'une impulsion gaussienne par un amplificateur fonctionnant en régime de gain non saturé. L'intérêt du calcul s'en trouve amoindri.

Il est, par contre, intéressant de noter qu'en théorie un tel problème réciproque permet, connaissant simplement les paramètres opto-géométriques de la fibre et le profil d'impulsion obtenu en sortie d'amplificateur, de déduire l'énergie de saturation et, par suite, la section efficace, à la longueur d'onde du signal amplifié, de la fibre dopée utilisée. En effet, remonter au profil d'impulsion source, partant du profil d'impulsion en sortie ne peut se faire qu'après avoir déterminé le gain instantané  $G(t)$  de l'amplificateur.  $G_0$  et  $E_{sat}$  sont alors des quantités intrinsèquement connues. L'équation 2.58 contenant les termes

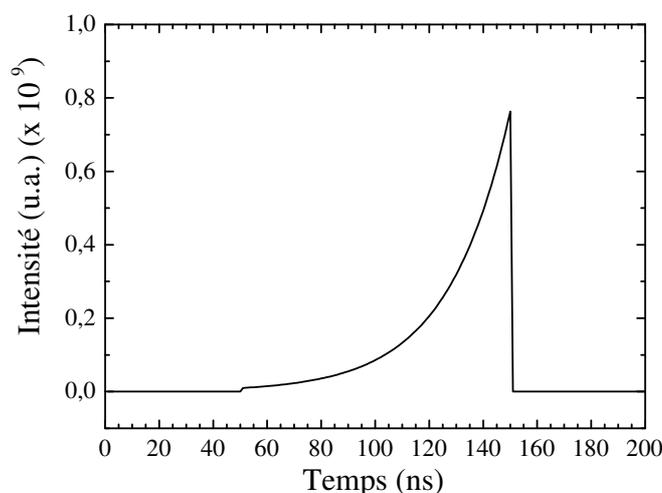


FIG. 5.30 – Profil d'impulsion réciproque qu'il est nécessaire d'injecter en entrée d'amplificateur pour obtenir une impulsion rectangulaire d'énergie  $10 \mu J$  en sortie.

de sections efficaces,  $\sigma_{es}$  et  $\sigma_{as}$  peuvent être calculées connaissant les paramètres opto-géométriques de la fibre amplificatrice. Ceci permettrait peut-être alors d'améliorer de manière sensible la précision des valeurs mesurées par des méthodes de mesures directes. Nous n'avons, cependant, pas eu de temps pour étayer notre propos par des mesures.

## 5.7 Le laser à fibre pour l'amplification d'impulsions courtes ( $< 2 ns$ ) à de très fortes puissances crêtes

### 5.7.1 Génération d'impulsions monochromatiques brèves au-delà de $1,7 kW$ par amplification à fibre dopée $Yb^{3+}$

Les amplificateurs et lasers à fibre dopée trouvent de nombreux champs d'application dans le domaine scientifique (refroidissement d'atomes, spectroscopie, médecine, ...) ou industrielles (télé-détection, télécommunications en espace libre, marquage et usinage laser, ...). La combinaison des technologies de fibres double-gaine (FDG) dopées et des diodes laser de pompe de forte puissance permet le développement de sources optiques de très forte puissance (gamme  $1 - 100 W$ ). Les FDG dopées  $Yb^{3+}$  sont généralement préférées pour la conception de lasers et d'amplificateurs dans la fenêtre spectrale à  $1 \mu m$  [Pask 95, Bordais 04]. Pour la génération de puissances optiques instantanées très élevées (supérieures à  $1 kW$ ), un fonctionnement en régime d'impulsions est souvent privilégié. Les effets non linéaires générés au niveau de l'étage amplificateur de puissance constituent une des principales limitations du niveau de puissance accessible [Jaouen 03a]. Le développement de fibres dopées à cœur élargi s'avère nécessaire afin, d'une part, de maximiser l'énergie par impulsion et, d'autre part, de repousser le seuil d'apparition des effets non linéaires, tout ceci en maintenant une bonne qualité de faisceau. Nous présentons les

résultats obtenus dans le cadre de l'amplification d'un signal monochromatique pour la génération d'impulsions de puissance crête plus grande que  $1,7 \text{ kW}$ .

### 5.7.2 Optimisation de l'étage amplificateur

L'architecture du système est présentée sur la figure 5.31. La source monochromatique de largeur à mi-hauteur inférieure à  $0,2 \text{ nm}$  génère des impulsions de durée  $2 \text{ ns}$  avec une fréquence de répétition variable de  $3$  à  $30 \text{ MHz}$ . L'utilisation d'une structure d'amplificateur à 2 étages est nécessaire pour atteindre un niveau de puissance moyenne de plusieurs Watts. Les grands diamètres et ouverture numérique de la première gaine des FDG utilisées permettent le couplage de diodes lasers de pompe de forte puissance. L'étage préamplificateur est pompé à l'aide d'une diode semiconductrice à  $975 \text{ nm}$  en ayant recours à la technique de l'encoche en V [Ripin 95]. La puissance moyenne obtenue en sortie de cet étage (approximativement  $200 \text{ mW}$ ) est suffisante pour saturer efficacement l'étage de puissance et aucun effet non-linéaire gênant n'est visible à ce niveau de puissance crête (environ  $33 \text{ W}$ ).

L'étage de puissance est pompé par une combinaison de diodes lasers de pompe émettant une puissance totale supérieure à  $15 \text{ W}$  à  $920 \text{ nm}$ . L'injection se fait par couplage multimode au moyen d'un combineur de pompe. Un pompage contra-propagatif permet de minimiser les effets non linéaires [Jaouen 03a, Grot 03a]. Cependant, un pompage co-propagatif a été retenu pour tenir compte des pertes d'insertion du coupleur multimode. Cette configuration permet une optimisation du budget de la puissance de pompe. La longueur de fibre dopée retenue pour cet étage de puissance est de  $5 \text{ m}$ . Elle correspond à une absorption de la puissance de pompe supérieure à  $10 \text{ dB}$  (absorption d'environ  $2,5 \text{ dB/m}$  à  $920 \text{ nm}$ ). La fibre double-gaine dopée possède un cœur de  $13 \mu\text{m}$  de diamètre et une ouverture numérique de  $0,13$ . En sortie, la préservation d'un mode quasi-gaussien ( $M^2 < 1,2$ ) requiert l'usage d'une fibre amorce quasi-monomode (fibre SMF28 de diamètre de mode inférieur à  $9 \mu\text{m}$ ).

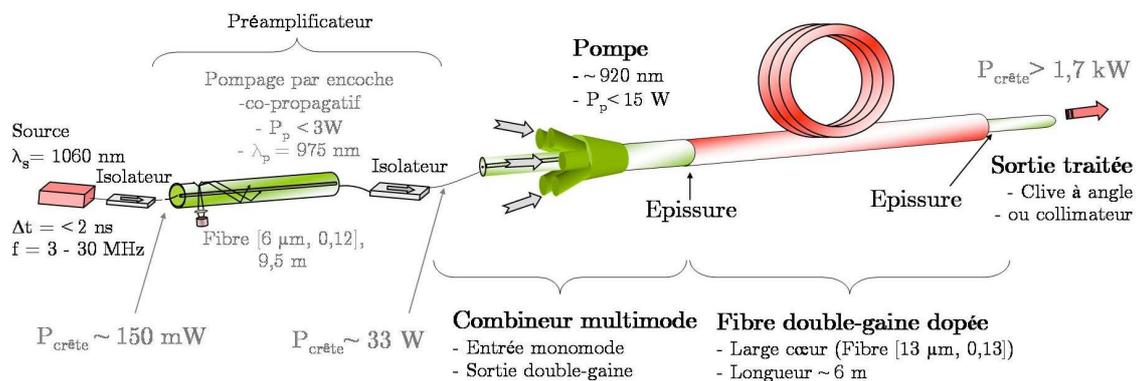


FIG. 5.31 – Structure de l'amplificateur optimisé pour une amplification au-delà de  $10 \text{ W}$  moyen d'impulsions à  $1060 \text{ nm}$  de durée  $2 \text{ ns}$  à des taux de répétition variables entre  $3$  et  $30 \text{ MHz}$ .

### 5.7.3 Rendement de conversion et puissance crête

Cette architecture d'amplificateur permet d'atteindre un rendement de conversion optimum. En effet, une efficacité de conversion meilleure que 80 % est obtenue au niveau de l'étage de puissance. Ceci permet de délivrer une puissance moyenne supérieure à 10 W avec seulement 13 W de puissance de pompe (cf. fig. 5.32). La puissance crête dépasse 1,7 kW dans des impulsions de durée 2 ns pour un taux de répétition de 3 MHz (cf. fig. 5.33). La géométrie et l'ouverture numérique de la FDG utilisée permettent une quasi-conservation de la propagation du mode fondamental au travers de l'étage de puissance ainsi qu'une bonne adaptation de mode avec la fibre amorce en sortie. Le rapport signal à bruit est meilleur que 28 dB pour un taux de répétition de 3 MHz. Il est limité par la remontée de l'émission spontanée amplifiée aux alentours de 1075 nm.

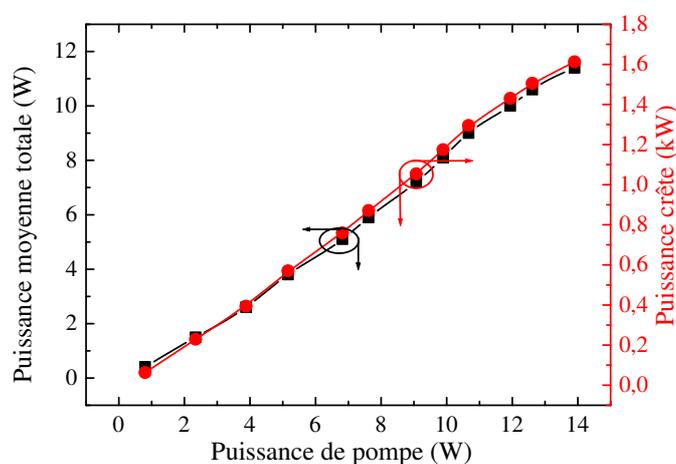


FIG. 5.32 – Puissance moyenne et puissance crête contenue dans  $\pm 0,5$  nm autour de la longueur d'onde centrale en fonction de la puissance de pompe injectée

A ce niveau de puissance crête, des effets non linéaires apparaissent et celui qui prédomine est la diffusion Raman stimulée (DRS). Celle-ci est présente au-delà de quelques centaines de Watts de puissance crête pour un diamètre de mode 6  $\mu\text{m}$  [Jaouen 03a, Champert 02]. L'utilisation d'une fibre à large mode permet de repousser le seuil d'apparition d'effets indésirables à une puissance crête au-delà de 1,5 kW comme le montre la figure 3. La DRS disparaît pour un taux de répétition de 30 MHz, la puissance crête ne dépassant pas 160 W.

Nous avons démontré la faisabilité d'un amplificateur à fibre dopée  $\text{Yb}^{3+}$  délivrant une puissance moyenne de sortie supérieure à 10 W dans le cas d'une source modulée de largeur de raie inférieure à 0,2 nm. L'optimisation des paramètres de la fibre de l'étage de puissance permet l'obtention d'une puissance crête plus grande que 1,7 kW dans des impulsions de 2 ns. La qualité de faisceau en sortie ( $M^2 < 1,2$ ) témoigne de la préservation d'un mode quasi-gaussien même à forte puissance crête.

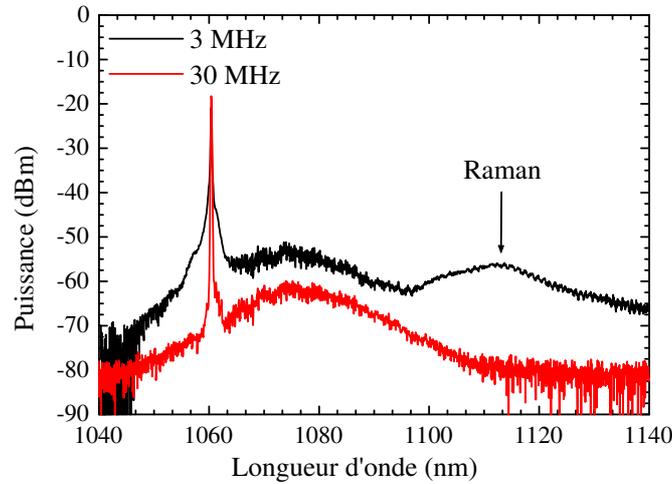


FIG. 5.33 – Spectres optiques obtenus à  $> 10 W$  de puissance moyenne à 3 et 30  $MHz$  de taux de répétition.

## 5.8 Le laser à fibre pour l'amplification d'impulsions longues ( $\sim 100 ns$ ) à de forts niveaux d'énergie

Le laser étudié est construit autour d'une architecture à oscillateur amplifié. Il est constitué d'une diode semiconductrice en cavité externe de largeur à mi-hauteur en régime continu inférieure à  $1 nm$  émettant une puissance crête de  $150 mW$  à la longueur d'onde de  $1064 nm$ . Cette source est préamplifiée jusqu'à une puissance moyenne suffisante pour saturer convenablement un étage de puissance constitué d'une fibre à large cœur ou à large surface de mode. Le but de cet étage de puissance est de permettre l'extraction d'énergies supérieures à  $1 mJ$  dans des impulsions de moins de  $150 ns$ . La préamplification est assurée en ayant recours à une technique de pompage d'une fibre double-gaine dopée  $Yb^{3+}$  monomode à  $1 \mu m$  de type « Fibre [ $6 \mu m, 0,12$ ] ». L'architecture complète de ce laser est représentée en figure 5.34.

Un filtrage de l'émission spontanée amplifiée est réalisé à l'aide d'un filtre dichroïque de largeur à mi-hauteur  $5 nm$  afin de se prémunir de toute remontée trop importante de cette partie du signal dans le spectre et d'éviter l'apparition d'effet laser parasite sur le maximum de cette courbe d'émission spontanée amplifiée. Il s'agit d'un filtre interférentiel constitué d'un empilement de couches minces et centré à  $1085 nm$  à incidence normale. Il est accordable par rotation de l'élément dichroïque afin de faire varier l'angle du faisceau incident sur sa face d'entrée. Sa transmission est optimisée pour un signal centré à  $1064 nm$ , son taux de suppression du signal hors bande est supérieur à 10000. L'étage de puissance est quant à lui pompé à l'aide d'une série de diodes semiconductrices à large surface émettrice soudées sur un combineur de pompe. La puissance disponible est de  $40 W$  d'un signal laser centré à  $915 nm$ .

La sortie de l'amplificateur est traitée de manière à réduire la densité d'énergie à l'interface fibre/air. Pour ce faire, plusieurs possibilités s'offrent à nous :

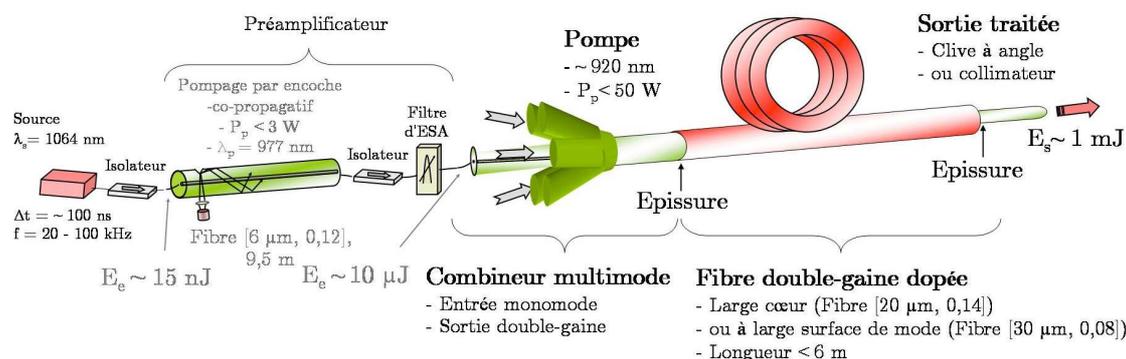


FIG. 5.34 – Architecture complète du laser en configuration MOPFA pour l'extraction d'énergies supérieures à 1 mJ

- soit la fibre est traitée en fusionnant à son extrémité une faible longueur de fibre largement multimode (de cœur de quelques dizaines de microns de diamètre). On réalise ainsi un élargisseur de faisceau. L'inconvénient de cette technique, associée au soucis de préserver une bonne qualité de faisceau, est sa difficulté de mise en œuvre. En effet, il est nécessaire alors de retenir une longueur de fibre large cœur constituant l'expandeur, la plus courte possible. Une fois cette difficulté surmontée, l'extrémité de l'élargisseur de faisceau est clivée avec un angle de  $8^\circ$  afin de réduire les réflexions en retour.
- soit la fibre peut être fusionnée sur un collimateur de type « grin lens ». Cette technique réduit de même que précédemment la densité d'énergie à l'interface élément optique/air et offre, en outre, l'avantage de délivrer un faisceau collimaté. L'extrémité du collimateur est traité anti-reflet à la longueur d'onde du signal. Ceci permet de réduire les émissions en retour à mieux que  $-55$  dB.
- soit, enfin, la technique précédente peut être combinée à l'usage d'un isolateur.

### 5.8.1 Évolution de l'énergie en fonction de la fréquence de répétition

Nous avons étudié l'évolution de l'énergie extraite du laser en fonction de la fréquence de répétition des impulsions. L'énergie maximale est atteinte pour une fréquence de répétition de 20 kHz et une puissance moyenne dépassant 20 W. Elle excède alors le millijoule. Le taux de répétition étant suffisamment élevé, nous n'avons pas observé de diminution de la puissance moyenne avec le taux de répétition, signifiant ainsi que l'amplificateur est suffisamment saturé. Ce phénomène survient par contre classiquement dans ce type d'amplificateur pour des fréquences de répétition réduites à moins que 10 kHz [Taverner 97]. La part de l'émission spontanée entre les impulsions ne dépasse par ailleurs pas 3 %.

Nous n'avons pas exploré les fréquences de répétition inférieures. Lorsque celles-ci sont réduites sous la dizaine de kilohertz, l'énergie est, en effet, classiquement limitée par

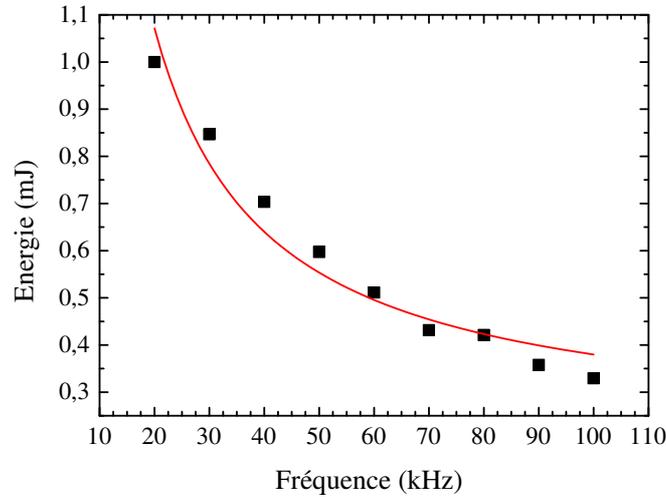


FIG. 5.35 – Évolution de l'énergie en fonction de la fréquence de répétition. À  $1\text{ mJ}$ , la durée d'impulsion est de  $110\text{ ns}$ .

une remontée de l'émission spontanée amplifiée entre les impulsions. Une remontée trop importante de cette dernière étant susceptible d'engendrer un effet laser parasite entre chaque impulsion [Renaud 01b].

Lorsque l'énergie atteint  $1\text{ mJ}$ , et dans cet exemple, la durée d'impulsion est  $\Delta t_s = 110\text{ ns}$  à mi-hauteur, la puissance crête atteignant elle la valeur de  $P_s^{crête} = 9,1\text{ kW}$ . Avec la fibre retenue pour cette expérience (« Fibre  $[20\ \mu\text{m}, 0,14]$  ») de longueur permettant une absorption d'au moins  $10\text{ dB}$  de la puissance de pompe à  $920\text{ nm}$ , le seuil de la D.R.S. est estimé à  $P_{seuil}^{D.R.S.} = 5,6\text{ kW}$ . Ainsi, avec la valeur de puissance crête atteinte à  $1\text{ mJ}$ , l'énergie  $E_s$  de sortie de l'amplificateur est susceptible d'être limitée par cet effet [Diteodoro 02].

Nous n'avons pas eu à subir d'endommagement de la fibre ou encore du collimateur de sortie dû à la très forte puissance crête atteinte à  $20\text{ kHz}$ . Pour autant, la densité de puissance de  $113\text{ W}/\mu\text{m}^2$  est théoriquement au-dessus de la valeur du seuil d'endommagement dans la silice pure celui-ci s'établissant à environ  $100\text{ W}/\mu\text{m}^2$  en régime d'impulsions [Jeong 04b]. Nous attribuons ce bon résultat à la solution retenue afin de permettre une diminution de la densité de puissance en sortie de l'amplificateur à l'interface air/verre.

### 5.8.2 Évolution de la puissance crête en fonction de la puissance de pompe

Nous avons fait varier la puissance de pompe afin d'analyser l'évolution de  $P_s^{crête}$  des impulsions obtenues en sortie de l'étage de puissance du laser étudié. La puissance crête dépasse la valeur du seuil d'apparition de la diffusion Raman stimulée pour une puissance de pompe de  $P_{pompe} = 24\text{ W}$ . Elle augmente avec la puissance de pompe et ne subit pas de saturation comme il a pu être reporté par ailleurs [Valley 01]. Elle atteint la valeur de  $P_s^{crête} = 9,1\text{ kW}$  lorsque la puissance de pompe approche de  $P_{pompe} = 40\text{ W}$ , la durée

à mi-hauteur de l'impulsion de sortie étant de  $\Delta t_s = 110 \text{ ns}$ . Sa bonne linéarité avec l'évolution de la puissance de pompe, associée à celle de la puissance moyenne avec ce même facteur vérifie la relation  $P_{moy} = P_{crête} \times \Delta t \times f$  qui n'est valable qu'en l'absence d'E.S.A. entre les impulsions. Ce résultat témoigne de la bonne saturation de l'étage de puissance en puissance moyenne.

La valeur de  $P_s^{crête}$  détermine l'apparition de la diffusion Raman stimulée dans le spectre optique de sortie. Nous donnons un exemple en figure 5.37 d'apparition de la D.R.S. lorsque la puissance crête augmente jusqu'à atteindre puis dépasser la valeur seuil de cet effet. La durée d'impulsion est de  $160 \text{ ns}$  dans ce cas. Cette valeur est calculée comme décrit au paragraphe 2.5.1. La fibre retenue pour cet essai est la « Fibre [20  $\mu\text{m}$ , 0,14] ». Sa longueur est de  $5,5 \text{ m}$  afin de permettre une absorption supérieure à  $13 \text{ dB}$  de la puissance totale de pompe injectée. La longueur de fibre effective dans ce cas est de  $5,42 \text{ m}$  et détermine une puissance seuil pour la D.R.S. de  $4 \text{ kW}$ . Nous trouvons un bon accord entre cette valeur et les résultats de l'expérience, le spectre optique laissant apparaître une remontée importante de l'onde Stokes pour des puissances crêtes variant de  $3,1 \text{ kW}$  (courbes 5.37 a) à  $4,7 \text{ kW}$  (courbes 5.37 b). La légère remontée de la D.R.S. sur le spectre à  $3,1 \text{ kW}$  pouvant se justifier par la présence d'une longueur de fibre additionnelle, non dopée, de diamètre de cœur  $20 \mu\text{m}$  derrière la section de fibre dopée. Cette longueur additionnelle de fibre *passive* est nécessaire à la réalisation de nos mesures.

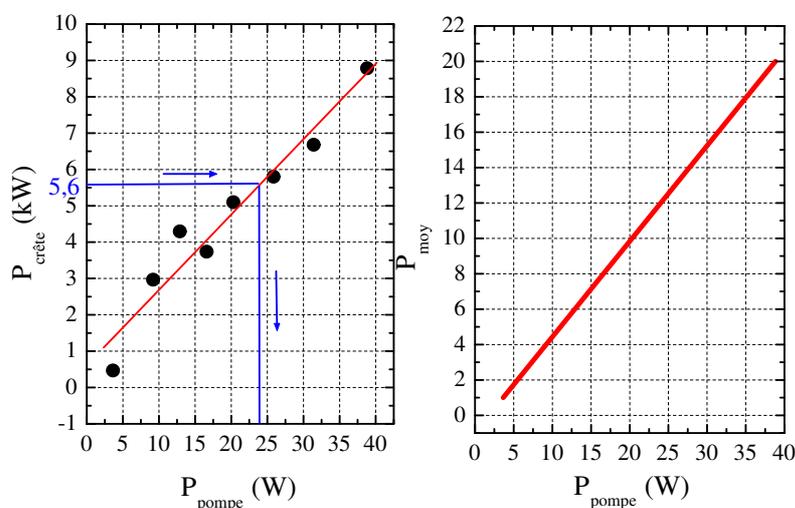


FIG. 5.36 – Évolution de la puissance crête (gauche) et de la puissance moyenne (droite) en fonction de la puissance de pompe, la durée de l'impulsion est de  $110 \text{ ns}$ .

Afin de nous prémunir des effets indésirables de la D.R.S., ainsi que de la diffusion Brillouin stimulée (D.B.S.), nous avons procédé à une analyse systématique du niveau de puissance retour amplifiée par l'étage de puissance et à l'observation de son évolution. La méthode de mesure est représentée en figure 5.38. A chaque fois, cette analyse nous a permis de mettre en évidence l'apparition d'un effet de seuil (cf. fig. 5.39). Ces effets de seuil sont caractéristiques de l'apparition d'un effet non linéaire. Cette mesure se faisant en contra-propagatif, nous estimons que ce comportement est provoqué soit par

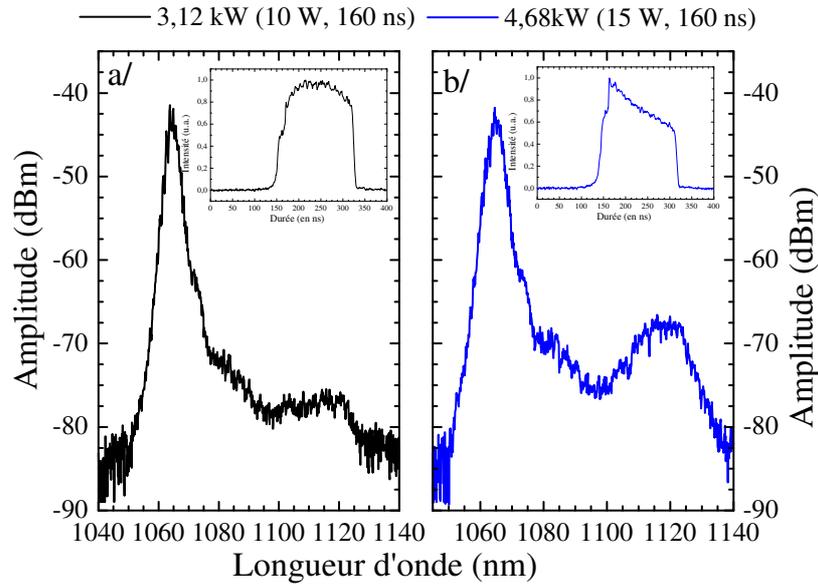


FIG. 5.37 – Apparition de la diffusion Raman stimulée dans le spectre de sortie de l'amplificateur de forte énergie lorsque la puissance crête augmente. En encart, les impulsions correspondantes

la D.B.S., qui est un processus strictement contra-propagatif, soit par l'apparition de la D.R.S. contra-propagative [Agrawal 95]. Nous écartons toutefois la possibilité que ce comportement puisse être provoqué par de la D.B.S. car à aucun moment nous n'avons décelé sur l'impulsion optique de sortie de destruction de l'impulsion avec passage à zéro suivie d'une impulsion géante, caractéristique de cet effet. De même sur l'impulsion rétrodiffusée, n'avons-nous rien observé de semblable. Aussi, pensons-nous que cet effet de seuil puisse être la manifestation de la D.R.S. contra-propagative. Dans cet exemple, lorsque la puissance moyenne est de 10 W, la durée de l'impulsion à mi-hauteur atteint 70 ns.

### 5.8.3 Évolution de la forme de l'impulsion en fonction de l'énergie

Nous avons, en corrolaire à notre étude théorique, étudié la déformation de l'impulsion survenant au cours de l'amplification par l'étage de puissance en fonction de l'énergie atteinte en sortie. Elle laisse apparaître une déformation importante de la forme de l'impulsion avec l'élévation de l'énergie de sortie (cf. fig. 5.40). Ceci était attendu puisque l'amplificateur fonctionne en régime de saturation du gain de la « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] ».

### 5.8.4 Évolution de la puissance moyenne en fonction de la puissance de pompe

Nous avons représenté sur la figure 5.41, l'évolution de la puissance moyenne en sortie d'amplificateur de forte énergie en fonction de la puissance de pompe injectée. L'étage de

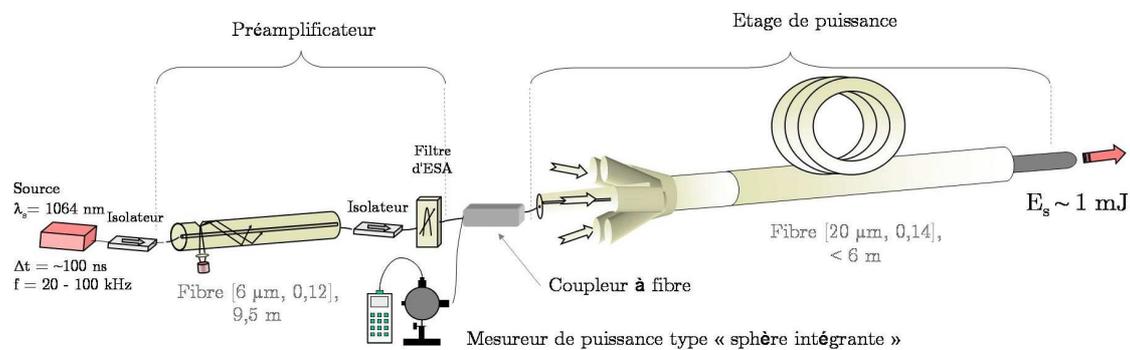


FIG. 5.38 – Méthode de mesure du niveau de signal rétrodiffusé par l'amplificateur de puissance

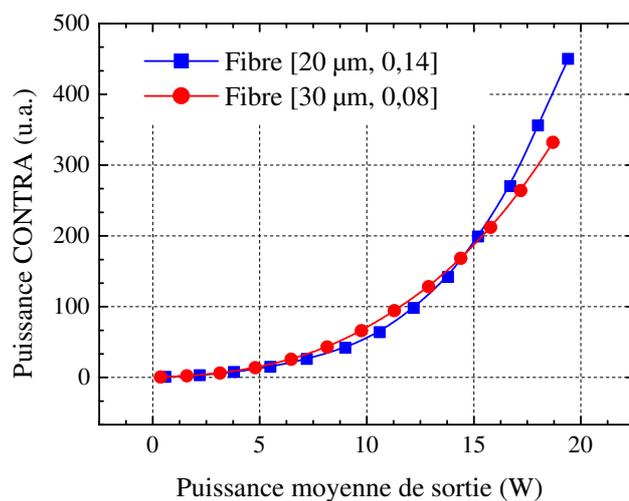


FIG. 5.39 – Évolution de la puissance contra-propagative en amplification d'impulsions de durée inférieure à 100 ns à forte énergie

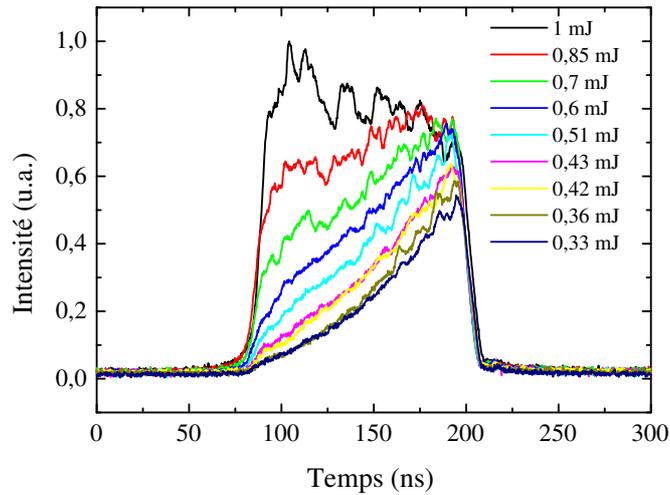


FIG. 5.40 – Évolution de la forme de l'impulsion en fonction de l'énergie

puissance est constitué soit d'une section de « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] » soit d'une section de « Fibre [30  $\mu m$ , 0,08] ». Dans chaque cas, la longueur de fibre permet d'absorber une fraction de 12 à 15  $dB$  de la puissance de pompe totale. La « Fibre [30  $\mu m$ , 0,08] » étant de faible ouverture numérique, la valeur du diamètre sur lequel la fibre est enroulée agit sur l'efficacité globale de l'amplificateur ainsi obtenu. En effet, pour des petits diamètres, la faible O.N. ne permet pas d'assurer un bon guidage de la lumière et une partie est perdue par courbure. Nous avons ainsi noté une perte d'efficacité de 11,7 % et même 27,4 % pour des rayons d'enroulement aussi petits que 4 et 2,5  $cm$  respectivement par rapport à un rayon d'enroulement de 6,5  $cm$ . Par ailleurs, dans le meilleur des cas, nous avons obtenu une moins bonne efficacité (baisse de 9 %) avec la « Fibre [30  $\mu m$ , 0,08] » par rapport à l'efficacité obtenue par pompage de la « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] ». Ceci s'explique notamment par la difficulté à souder cette fibre comparativement à la « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] ». Nous avons ainsi pu mesurer des pertes d'injection de l'ordre de 4 à 10 % sur la soudure entre le combineur de pompe multimode et la « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] » ainsi que des pertes sur la sortie de l'ordre de 7,6 %. De géométrie moins favorable (plus faible ouverture numérique, plus grand diamètre de gaine multimode guide de pompe), les soudures sur la « Fibre [30  $\mu m$ , 0,08] » sont encore plus délicates et les pertes plus significatives.

Tenant compte de ces pertes aux soudures, sur l'injection et sur la sortie, nous obtenons une efficacité globale, optique, de 65 à 70 % pour l'étage de puissance lorsqu'il est constitué d'une section de 5,5  $m$  de « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] ». Pour ce calcul, nous avons tenu compte de pertes additionnelles sur la sortie, la puissance moyenne étant mesurée derrière un isolateur en espace libre de pertes par transmission de 8 %. Ce résultat pourrait être amélioré par injection de davantage de puissance moyenne à l'entrée de l'amplificateur, par une augmentation de la longueur de fibre dopée afin de réduire les pertes par pompe non absorbée à moins de 1 % ou par diminution des effets non linéaires. Toutefois, nous pensons être parvenus à un bon compromis en terme de longueur de fibre dopée et de gain en absorption, et donc en efficacité, par rapport à la pénalité apportée par l'augmentation

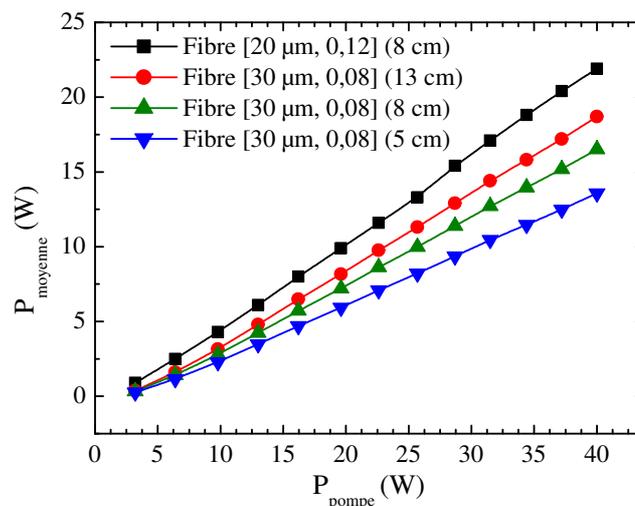


FIG. 5.41 – Évolution de la puissance moyenne en sortie de l'amplificateur de forte énergie en fonction de la puissance de pompe et pour divers diamètres d'enroulement (mentionnés entre parenthèses) de la « Fibre [30  $\mu m$ , 0,08] ».

des effets non linéaires, et donc à la baisse d'efficacité, engendré par l'augmentation de la longueur effective de fibre dans l'étage de puissance.

### 5.8.5 Évolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance

Nous représentons sur la figure 5.42, la variation de la durée d'impulsion en sortie de laser de forte énergie en fonction de la puissance de pompe et de la puissance moyenne obtenue. Cette courbe laisse apparaître une augmentation de la durée de l'impulsion lorsque la puissance augmente et traduit une déformation de la forme de l'impulsion due à la saturation du gain de l'amplificateur. Elle montre que le profil d'impulsion obtenu lorsque la puissance moyenne atteint 20 W (l'énergie atteint alors 1 mJ) est proche d'un profil rectangulaire et traduit une bonne maîtrise de la procédure d'homogénéisation du profil de l'impulsion obtenue en sortie d'un amplificateur de forte énergie comme discuté au paragraphe 5.5.3. Cette méthode permet ainsi de contenir la puissance crête. Dans le cas où une telle homogénéisation n'est pas recherchée, la durée d'impulsion peut au contraire diminuer lorsque l'énergie atteint ce niveau [Piper 04].

## 5.9 Conclusion à ce chapitre

Dans ce chapitre, nous avons abordé l'amplification d'impulsions pour en extraire de très fortes puissances crêtes, dans ce cas nous avons retenu des impulsions relativement courtes puisque de durée inférieure à 2 ns, ou de très fortes énergies. Nous avons alors privilégié des impulsions de durée de l'ordre d'une centaine de nanosecondes. Ceci nous a conduit à étudier de manière théorique l'amplification d'impulsions dans un amplificateur

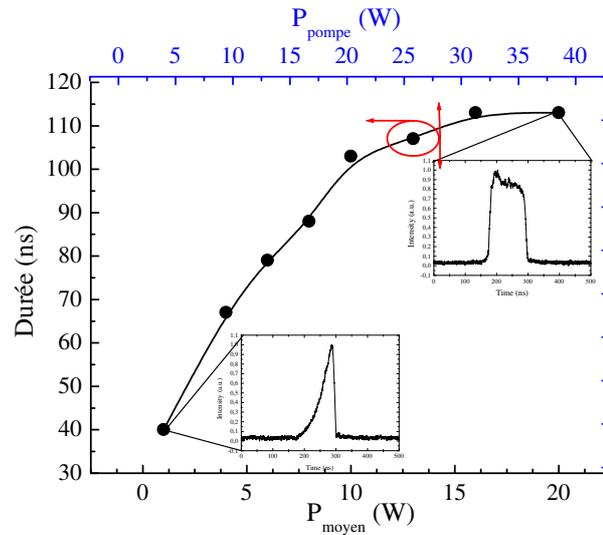


FIG. 5.42 – Évolution de la durée d'impulsion en fonction de la puissance

en prenant l'hypothèse d'une saturation homogène du gain. Cette réflexion est facilitée lorsque le référentiel est celui de l'impulsion car il est nécessaire de raisonner en terme de **gain instantané**. Cette notion signifie que le gain vu par une impulsion varie tout pendant que celle-ci traverse l'amplificateur. Ce n'est pas le cas en régime établi où le gain demeure constant tout au long du processus d'amplification. Notre approche nous a permis de développer un modèle numérique de simulations afin de comparer résultats d'expériences et de calculs numériques.

Afin d'accroître toujours les puissances crêtes et moyennes, il est nécessaire d'avoir recours à un modelage de l'impulsion à amplifier. Cette impulsion est appelée *impulsion source* et est, dans notre cas, obtenue par modulation directe d'une diode semiconductrice. Le modelage ou « *pulse shaping* » est alors réalisé par action directe sur le courant de commande de la diode. Cette technique, lorsqu'elle est bien maîtrisée, conduit à une réduction des effets non linéaires par minimisation de la puissance crête par comparaison avec un profil rectangulaire. Pour ce faire, plusieurs profils pour l'impulsion source sont possibles. Nous avons, notamment, discuté des profils rectangulaire, gaussien, triangulaire ou à montée exponentielle. L'étude de l'évolution du gain instantané dans un amplificateur en régime de **saturation du gain** montre que le profil rectangulaire est le plus mal adapté à une extraction importante d'énergie. En effet, dans ce cas, l'impulsion émise en sortie est composée d'un pic étroit et intense au début de l'impulsion suivi d'une décroissance rapide vers la fin de l'impulsion. La puissance crête ainsi obtenue est la plus forte comparée aux autres profils à énergie transportée équivalente. L'amplification d'impulsions sources rectangulaires ne permet donc pas d'envisager une montée vers de fortes valeurs de puissances moyennes car la pénalité induite par l'apparition des effets non linéaires est trop importante. Dans le but d'extraire de très fortes énergies par impulsion d'un amplificateur à fibre dopée Ytterbium, nous avons privilégié un profil d'impulsion à croissance exponentielle. Défini par sa durée à la base, celui-ci permet en régime de saturation du gain d'obtenir, en théorie, un profil d'impulsion rectangulaire de durée

équivalente à celle de la base de l'impulsion source. Pour une même durée d'impulsion source, nous montrons ainsi une réduction d'un facteur 7 de la puissance crête obtenue par amplification d'un profil à croissance exponentielle en comparaison avec un profil rectangulaire.

Nous avons apporté une pondération importante sur la valeur du gain dont il faut tenir compte dans le modèle pour la prédiction des impulsions qui seront obtenues en sortie d'amplificateur. Celle-ci tient compte du fait que nous n'avons pas étudié l'amplification d'une unique impulsion mais d'un train d'impulsions émises à un taux de répétition connu. De ce fait, nous n'avons pas inclus dans notre calcul la valeur du gain petit signal de l'amplificateur mais une valeur tenant compte de la saturation et du taux de répétition. Nous n'avons malheureusement pas disposé de suffisamment de temps pour établir une règle précise et les résultats demeurent empiriques. L'outil est donc à manipuler avec prudence même s'il permet de dégager des tendances de comportements d'amplificateurs. Il s'agit ainsi d'un modèle simple qui n'a pas prétention à dupliquer parfaitement les résultats de l'expérience ou à inviter à s'en passer. D'autres modèles, bien plus complets, intègrent notamment l'influence de l'émission spontanée amplifiée, de l'inversion de population ou encore le taux de réflexion à l'extrémité de la fibre de sortie de l'amplificateur [Canat 05a].

De même que le profil d'impulsion source est important en vue d'une extraction d'énergie élevée, le choix de la fibre de l'étage de puissance l'est tout autant. Nous avons illustré ce point par un exemple montrant le résultat de l'amplification d'une impulsion soit par la « Fibre [6  $\mu m$ , 0,12] » soit par la « Fibre [20  $\mu m$ , 0,14] ». Les résultats obtenus montrent que le choix de la fibre est primordial pour une extraction d'énergie optimale. Nous avons donc été amenés à considérer plusieurs fibres dont les caractéristiques géométriques ont été résumées par ailleurs (cf. Tab. 2.4 p. 49).

Ces techniques de modelage de l'impulsion à amplifier associées à l'usage d'une fibre à large cœur ou à large surface de mode nous ont permis d'aboutir à des architectures d'amplificateurs optimisées. Selon la durée de l'impulsions, elles nous ont permis d'extraire plus de 1  $mJ$  par impulsion ou des puissances crêtes de l'ordre ou supérieur au kilowatt sans être gêné par une remontée trop importante du niveau des effets non linéaires, notamment de type diffusion Raman stimulée.



# Conclusion générale

Ce travail avait pour objet l'étude et le développement de lasers et amplificateurs à fibres dopées  $Yb^{3+}$  pour des applications de forte à très forte puissance. Nous nous sommes intéressés à leur fonctionnement en régime continu comme en régime d'impulsions. Le choix de l'Ytterbium dans la poursuite de cet objectif résulte d'une sélection entre diverses terres-rares comme possibles dopant du cœur de fibres optiques.

Nous donnons, dans **le premier chapitre**, des éléments de la spectroscopie de cette terre-rare afin de justifier ce choix pour des applications de forte puissance. Nous présentons aussi la structure de guide à fibre optique dans sa forme la plus simple avant de progresser vers les fibres optiques double-gaine à cœur dopé. Leur usage est particulièrement adapté à des applications de très forte puissance. Leur géométrie permet, en effet, l'injection de plusieurs watts d'un faisceau de pompe issu de diodes semiconductrices à large surface émettrice. Pour en bénéficier à plein, des techniques de pompage ont été développées qui autorisent des rendements d'injection de l'ordre de 80 %. Certaines d'entre-elles existent au niveau industriel et servent le développement et la production de produits commerciaux. Nous les avons présentées avec une attention toute particulière sur celles que nous avons utilisées durant notre étude. Enfin, ce chapitre a été pour nous l'occasion de présenter le modèle d'analyse numérique dont nous nous sommes servis pour le développement et l'optimisation des architectures d'amplificateurs présentées et fonctionnant dans les états stationnaires ou quasi-stationnaires. Ce modèle retient le formalisme classique de Giles-Desurvire en l'adaptant à l'Ytterbium et à une géométrie de fibre double-gaine. Cet outil se révèle précieux dans l'analyse des éléments qui impactent directement le comportement des amplificateurs et des leviers sur lesquels il faut agir pour converger rapidement vers des architectures d'amplificateurs optimisées. La finesse des résultats dépend très largement de la mesure des sections efficaces d'émission et d'absorption de l'Ytterbium aux longueurs d'onde d'étude. Celles-ci varient d'une fibre à l'autre. Modèle numérique et expériences restent ainsi étroitement liés. La mesure de ces paramètres est, par ailleurs, très délicate aux deux extrémités de la bande d'amplification de la terre-rare. En l'occurrence pour les longueurs d'onde inférieures à 1040 *nm* et supérieures à 1110 *nm* pour l'Ytterbium, il est très difficile d'obtenir des valeurs précises de sections efficaces d'absorption et d'émission. Analyse numérique et expérimentations demeurent ainsi indissociables.

**Le second chapitre** a été pour nous l'occasion d'introduire la problématique liée à l'élévation de la puissance dans des structures guidantes de type fibre optique. Ainsi, lorsque la densité d'énergie dans le cœur de petit diamètre devient importante, des effets non linéaires, liés à la nature de la matrice en silice des fibres, apparaissent. Ceux-ci peuvent pénaliser lourdement l'augmentation de la puissance des lasers et amplificateurs à fibre dopée Ytterbium notamment. Des méthodes existent qui permettent de s'en

prémunir ou d'en repousser le seuil d'apparition. Une bonne compréhension de l'origine de ces phénomènes et de la théorie sous-jacente est alors indispensable à leur mise en œuvre. Nous nous sommes ainsi attachés à donner des éléments d'analyse théorique de ces effets. Entres-autres, nous insistons sur l'origine et les conséquences des diffusions stimulées de type Brillouin et Raman ainsi que sur l'effet Kerr optique. Toutefois, s'il ne peut être fait usage d'autres fibres que des fibres à saut d'indice n'assurant que la propagation du mode fondamental, toutes les méthodes mises au point et résultant de l'analyse théorique de ces phénomènes ne suffisent pas et la puissance en sortie sera irrémédiablement limitée. Aussi, a-t'il, de plus, été nécessaire de développer des fibres optiques spéciales qui, depuis qu'il en est fait usage, ont permis une escalade extraordinaire de la puissance des amplificateurs et lasers à fibres dopées aux ions de terre-rare. Dans ce cadre, les avantages et inconvénients de chacune de ces structures pour la poursuite de nos objectifs sont discutés. Les autres facteurs limitant la montée en puissance dans une fibre optique sont aussi évoqués.

Dans le **troisième chapitre**, nous avons développé nos résultats d'amplifications à l'aide de fibres dopées Ytterbium obtenus en régime de fonctionnement continu. Les valeurs de puissances obtenues sont éloignées des records actuels mais nous ont, toutefois, permis d'aborder toutes les difficultés inhérentes à ce genre de développement. Nous avons, ainsi, montré combien, dans une structure à oscillateur amplifié, la nature de la source détermine grandement les performances en puissance. L'élévation de cette dernière peut, parfois, être un révélateur des propriétés intrinsèques de la lumière à amplifier. Nous discutons ce cas au travers de l'exemple d'un laser à 1083 nm utilisé pour des applications au pompage de l'Helium et émettant une multitude de modes sous une enveloppe spectrale de 2 GHz. Ce développement a fait l'objet d'une collaboration avec le laboratoire Kastler-Brossel de l'Ecole Normale Supérieure et les résultats qui en sont issus et discutés dans cette partie ont été publiés [Tastevin 04, Bordais 04]. Cette application, ainsi que d'autres, obligent à avoir recours à ce genre de structure aussi appelée architecture *MOPFA*. Toutes ne sont, toutefois, pas aussi exigeantes en terme de qualité spectrale notamment. Nous discutons ainsi d'une structure laser simple en cavité Fabry-Perot entièrement fibrée et des résultats en puissance portés au-delà de 20 W. Nous étendons ces résultats par une discussion vers davantage de puissance et proposons une structure simple qui doit permettre d'extraire 100 W de puissance continue. Enfin, quand le problème n'est pas tant celui d'une augmentation de la puissance en sortie d'un système mais bien celui de parvenir à en extraire, nous présentons et discutons de nos résultats d'amplification d'une source laser émettant quelques milliwatts de puissance continue en extrémité de bande d'amplification accessible à l'aide de fibres dopées  $Yb^{3+}$ . Nous démontrons que la meilleure stratégie est alors celle de maximiser le gain par mètre de fibre dopée et ceci passe par le pompage d'une courte section de fibre à une longueur d'onde de 977 nm. Ces résultats originaux et non intuitifs ont été publiés [Grot 03a].

Le **quatrième chapitre** est un chapitre court mais que nous avons souhaité aborder car il traite d'un problème important s'agissant de l'amplification de sources très cohérentes à de très forts niveaux de puissance. Ainsi, lorsque la puissance devient importante, des effets non linéaires peuvent survenir dans le guide fibre. Ces effets sont exacerbés et, de fait, surviennent beaucoup plus bas en valeur lorsque la source à amplifier est de nature très cohérente. Là encore, nous discutons de résultats obtenus à l'aide de structures à oscillateur amplifié. En régime continu, le premier effet qui est susceptible d'apparaître est la diffusion Brillouin stimulée. S'il n'est pas toujours possible de s'en prémunir totalement (notamment, dans le cas d'applications requérant un fort niveau de puissance d'un

signal très cohérent, laissant donc peu de choix sur le type de source), nous présentons une méthode simple permettant d'en repousser le seuil. En régime d'impulsions, l'évolution de l'indice effectif avec l'intensité engendre une variation de la phase du signal. C'est la manifestation de l'effet Kerr optique. Celui-ci est aussi plus ou moins prononcé selon le choix qui est fait sur la nature de la source à amplifier. Nous présentons et discutons de nos résultats obtenus dans ce cadre. Dans chaque cas, les valeurs expérimentales mesurées sont comparées aux données théoriques. Les résultats de ces expériences ont fait l'objet d'une communication et ont été publiés [Grot 05].

Le **cinquième et dernier chapitre** traite du travail que nous avons mené en régime d'impulsions pour une extraction maximale de puissance crête dans des impulsions courtes ( $< 2 \text{ ns}$ ) ou une extraction maximale d'énergie dans des impulsions relativement longues (de l'ordre ou supérieures à la centaine de nanosecondes). Dans ce cas, maximiser l'extraction d'énergie passe par une augmentation importante de la puissance moyenne. Celle-ci ne va pas sans que ne surviennent des effets non linéaires. Pour essayer d'en minimiser les effets, des techniques de modelage des impulsions ont été mises au point. Dans notre cas, il s'agit d'impulsions obtenues en sortie d'une diode semiconductrice et le modelage est réalisé par action directe sur le courant. Selon le profil d'impulsion émis, la forme de l'impulsion résultante en sortie d'amplificateur varie. De fait, la puissance crête n'est pas la même ainsi que le niveau des effets non linéaires. Nous avons développé un modèle d'analyse numérique bâti autour d'une étude théorique simple. Celui-ci nous permet de proposer un profil optimisé pour l'extraction d'impulsions transportant chacune une énergie plus grande que  $1 \text{ mJ}$  et émises à un taux de répétition aussi bas que  $20 \text{ kHz}$ . Ces résultats, comme en synthèse à tous les chapitres précédents, sont rendus possibles en ayant recours à des fibres optiques spéciales et à un certain nombre de compromis. En effet, ils tiennent non seulement compte des résultats théoriques mais aussi de la disponibilité de composants au moment où nous avons mené ces expériences.

En définitive, au cours de ces 3 années de thèse, nous avons été amenés à travailler assez largement sur l'amplification à l'aide de fibres dopées dans divers régimes de fonctionnement. Notre expérience porte sur le développement et l'étude de systèmes en régime d'impulsions comme en régime continu. Elle porte aussi sur l'amplification de sources très cohérentes. Nous avons montré combien l'obtention d'une puissance importante peut être limitée par l'apparition d'effets indésirables. Ces effets sont multiples et peuvent trouver leur origine dans la nature cristalline de la silice résultant en l'apparition d'effets non linéaires. Ils peuvent aussi être d'origine thermique ou provoqués par la forte concentration en ions dopants dans le cœur des fibres. Notre travail est ainsi très fortement guidé par un objectif de résolution ou de minimisation des conséquences induites par l'apparition de ces effets, ou bien encore d'augmentation de leur puissance seuil. A chaque fois, nous avons abouti à des architectures d'amplificateurs optimisées, ou au moins tenant compte de la disponibilité des composants au moment où ces travaux ont été menés.

Ces architectures et les résultats associés constituent, le plus souvent, des résultats originaux qui ont pu être démontrés durant notre travail de thèse. Ils ont été publiés [Grot 03a, Grot 05, Tastevin 04, Bordais 04] et ces parutions dans des revues internationales montrent les points forts de notre étude. Une comparaison menée entre les résultats de l'expérience et les valeurs théoriques ou de simulations nous a permis de comprendre, de maîtriser et exposer, le plus clairement qu'il soit possible nous le souhaitons, les fondamentaux à la physique sous-jacente au développement de systèmes lasers et d'amplificateurs à fibres de puissance.

Nous avons, par ailleurs, proposé une ouverture vers l'extraction de davantage de puissance en sortie de tels amplificateurs en ayant recours à la même technologie. Cette élévation de puissance nécessite que de nouveaux composants arrivent à maturité afin que les niveaux de puissance de pompe puissent s'élever encore davantage. Ceci peut être envisagé avec des composants du type répartiteur de signal afin de distribuer la puissance d'une barrette de diodes vers  $N$  entrées multimodes d'un combineur de pompe [Jager 05]. Elle passe aussi par le développement de combineurs de pompe et de signal sur fibre large cœur assurant la propagation, avec une bonne transmission, de signaux dont la puissance n'est pas nécessairement contenue entièrement dans le mode fondamental. Ainsi, de grands efforts sont faits afin d'assurer la propagation du seul mode fondamental dans des fibres large cœur ou à large surface de mode lorsque la puissance devient très importante, car c'est une nécessité pour de nombreuses applications. Toutes, cependant, ne l'exigent pas [Luft 03] et l'effort est à porter sur ces combineurs multimodes pour le signal. Les technologies que nous avons utilisées, étudiées et autour desquelles nous avons développé des architectures optimisées sont adaptées pour suivre ces évolutions technologiques.

# Bibliographie

- [Agrawal 95] G.P. AGRAWAL. – *Nonlinear Fiber Optics*. – Academic Press, 1995.
- [Alegria 04] C. ALEGRIA, Y. JEONG, C. CODEMARD, J.K. SAHU, J.A. ALVAREZ-CHAVEZ, L. FU, M. IBSEN, J. NILSSON. – 83-W single-frequency narrow-linewidth MOPA using large-core Erbium-Ytterbium co-doped fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(8) :1825–1827, 2004.
- [Allain 93a] J.-Y. ALLAIN, J.F. BAYON, P. BERNAGE, T. GEORGES, M. MONERIE, P. NIAI. – A 1-Watt Ytterbium-doped CW fiber laser operating at  $1.02\mu\text{m}$ . – *Optical amplifiers and their applications*, 1993.
- [Allain 93b] J.-Y. ALLAIN, J.F. BAYON, M. MONERIE, P. BERNAGE, P. NIAI. – Ytterbium-doped silica fibre laser with intracore Bragg grating operating at  $1.02\mu\text{m}$ . *IEE Electronics Letters*, 29(3) :308–310, 1993.
- [Atkins 94] G.R. ATKINS, F. OUELLETTE. – Reversible photodarkening and bleaching in  $Tb^{3+}$ -doped optical fibers. *Optics Letters*, 19(13) :951–953, 1994.
- [Auerbach 02] M. AUERBACH, P. ADEL, D. WANDT, C. FALLNICH, S. UNGER, S. JETSCHKE, H.-R. MÜLLER. – 10W widely tunable narrow linewidth double-clad fiber ring laser. *Optics Express*, 10(2) :139–144, 2002.
- [Bao 99] X. BAO, A. BROWN, M. DEMERCHANT, J. SMITH. – Characterization of the Brillouin-loss spectrum of single-mode fibers by use of very short ( $< 10\text{ ns}$ ) pulses. *Optics Letters*, 24(8) :510–512, 1999.
- [Bayramian 00] A.J. BAYRAMIAN, C. BIBEAU, K.I. SCHAFFERS, C.D. MARSHALL, S.A. PAYNE. – Gain saturation measurements of Ytterbium-doped  $Sr_5(PO_4)_3F$ . *Applied Optics*, 39(6) :982–985, 2000.
- [Becker 97] P.C. BECKER, N.A. OLSSON, J.R. SIMPSON. – *Erbium-doped fiber amplifiers - Fundamentals and technology*. – Academic Press - Optics and Photonics, 1997.
- [Berger 88] J. BERGER, D.F. WELCH, W. STREIFER, D.R. SCIFRES, N.J. HOFFMAN, J.J. SMITH, D. RADECKI. – Fiber-bundle coupled, diode end-pumped Nd :YAG laser. *Optics Letters*, 13(4) :306–308, 1988.
- [Birks 97] T.A. BIRKS, J.C. KNIGHT, P.St.J. RUSSELL. – Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 22(13) :961–963, 1997.
- [Bloembergen 00] N. BLOEMBERGEN. – Nonlinear optics : Past, present and future. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 6(6) :876–880, 2000.

- [Boj 94] S. BOJ, E. DELEVAQUE, J.Y. ALLAIN, J.F. BAYON, P. NIAY, P. BERNAGE. – High efficiency diode pumped thulium-doped silica fibre lasers with intracore Bragg gratings in the 1.9 – 2.1 $\mu$ m band. *Electronics Letters*, 30(13) :1019–1020, 1994.
- [Bordais 02] S. BORDAIS. – *Étude des amplificateurs et lasers 1  $\mu$ m de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium*. – PhD. Thesis, École Nationale Supérieure des Sciences Appliquées et de Technologie, Université de Rennes 1, 2002.
- [Bordais 04] S. BORDAIS, S. GROT, Y. JAOUËN, P. BESNARD, M. LE FLOHIC. – Double clad 10W Yb<sup>3+</sup>-doped fiber master oscillator fiber amplifier for He<sup>3+</sup> optical pumping. *Applied Optics*, 43(10), 2004.
- [Boulet 05] J. BOULLET, D. SABOURDY, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMÈNE, D. PAGNOUX, P. ROY, B. DUSSARDIER, W. BLANC. – Coherent combining in an Yb-doped double-core fiber laser. *Optics Letters*, 30(15) :1962–1964, 2005.
- [Brilliant 01] N.A. BRILLIANT, K.L. LAGONIK. – Thermal effects in a dual-clad ytterbium fiber lasers. *Optics Letters*, 26(21) :1669–1671, 2001.
- [Broer 93] M.M. BROER, D.M. KROL, D.J. DIGIOVANNI. – Highly nonlinear near-resonant photodarkening in a thulium-doped aluminosilicate glass fiber. *Optics Letters*, 18(10) :799–801, 1993.
- [Brown 01] D.C. BROWN, H.J. HOFFMAN. – Thermal, stress, and thermo-optic effects in high average power double-clad silica fiber lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37(2) :207–217, 2001.
- [Brunet 04] F. BRUNET, Y. TAILLON, P. GALARNEAU, S. LAROCHELLE. – Practical design of double-clad ytterbium-doped fiber amplifiers using Giles parameters. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 40(9) :1294–1300, 2004.
- [Budni 03] P.A. BUDNI, C.R. IBACH, S.D. SETZLER, E.J. GUSTAFSON, R.T. CASTRO, E.P. CHICKLIS. – 50-mJ, Q-switched, 2.09- $\mu$ m holmium laser resonantly pumped by a diode-pumped 1.9- $\mu$ m thulium laser. *Optics Letters*, 28(12) :1016–1018, 2003.
- [Burshtein 00] Z. BURSHTAIN, Y. KALISKY, S.Z. LEVY, P. LE BOULANGER, S. ROTMAN. – Impurity local phonon nonradiative quenching of Yb<sup>3+</sup> fluorescence in Ytterbium-doped silicate glasses. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 36(8) :1000–1006, 2000.
- [Canat 05a] G. CANAT, J.-C. MOLLIER, J.-P. BOUZINAC, G.M. WILLIAMS, B. COLE, L. GOLDBERG, Y. JAOUËN, G. KULCSAR. – Dynamics of high-power erbium-ytterbium fiber amplifiers. *Journal of Optical Society of America B*, 22(11) :2308–2318, 2005.
- [Canat 05b] G. CANAT, J.-C. MOLLIER, Y. JAOUËN, B. DUSSARDIER. – Evidence of thermal effects in a high-power Er<sup>3+</sup> – Yb<sup>3+</sup> fiber laser. *Optics Letters*, 30(22) :3030–3032, 2005.
- [Cashen 03] M. CASHEN, H. METCALF. – Optical forces on atoms in nonmonochromatic light. *Journal of the Optical Society of America B*, 20(5) :915–924, 2003.

- [Champert 02] P.A. CHAMPERT, S.V. POPOV, M.A. SOLODYANKIN, J.R. TAYLOR. – Multiwatt average power continua generation in holey fibers pumped by kilowatt peak power seeded ytterbium fiber amplifier. *Applied Physics Letters*, 81(9), 2002.
- [Chen 99] W.T. CHEN, L.A. WANG. – Optical coupling between single-mode fibres by utilising long-period fibre gratings. *IEE Electronics Letters*, 35(5) :421–423, 1999.
- [Chen 00] W.T. CHEN, L.A. WANG. – Laser-to-fiber coupling scheme by utilizing a lensed fiber integrated with a long-period fiber grating. *IEEE Photonics Technology Letters*, 12(5) :501–503, 2000.
- [Cheng 05] M.-Y. CHENG, Y.-C. CHANG, A. GALVANAUSKAS, P. MAMIDIPUDI, R. CHANGKAKOTI, P. GATCHELL. – High-energy and high-peak-power nanosecond pulse generation with beam quality control in 200 –  $\mu\text{m}$  core highly multimode Yb-doped fiber amplifiers. *Optics Letters*, 30(4) :358–360, 2005.
- [Chernikov 97] S.V. CHERNIKOV, J.R. TAYLOR, N.S. PLATONOV, V.P. GAPONTSEV, P.J. NACHER, G. TASTEVIN, M. LEDUC, M.J. BARLOW. – 1083nm ytterbium doped fibre amplifier for optical pumping of helium. *Electronics Letters*, 33(9) :787–789, 1997.
- [Choi 01] H.B. CHOI, B.S. KIM, D. LEE, S.B. LEE, S.J. AHN. – High power gain-clamped EDFAs with flat gain. – *Optical Fiber Communication, OFC'01 Technical Digest*, 2001.
- [Chow 05] K.K. CHOW, C. SHU, C. LIN, A. BJARKLEV. – Extinction ratio improvement by pump-modulated four-wave mixing in a dispersion-flattened nonlinear photonic crystal fiber. *Optics Express*, 13(22) :8900–8905, 2005.
- [Codemard 05] C. CODEMARD, C. FARRELL, V. PHILIPPOV, P. DUPRIEZ, J.K. SAHU, J. NILSSON. – 1 mJ narrow-linewidth pulsed fiber MOPA source at 1535 nm. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'05*, 2005.
- [Croteau 02] A. CROTEAU, K. LE FOULGOC, C. MENEGHINI, E. PINEAU, J. LAUZON. – All-silica double-clad hexagonal Yb :Er co-doped photosensitive fibres. – *European Conference on Optical Communication, ECOC'02 Technical Digest*, 2002.
- [Croteau 06] A. CROTEAU, C. PARÉ, H. ZHENG, P. LAPERLE, Y. TAILLON. – Bending insensitive, highly Yb-doped LMA triple-clad fiber for nearly diffraction-limited laser output. – *Photonics West, LAsER Resonators and beam control IX, Session 5, Paper 6101A-82*, 2006.
- [Davis 95] C.C. DAVIS. – *Lasers and Electro-Optics - Fundamentals and Engineering*. – Cambridge University Press, 1995.
- [Deloach 93] L.D. DELOACH, S.A. PAYNE, L.L. CHASE, L.K. SMITH, W.L. KWAY, W.F. KRUPKE. – Evaluation of absorption and emission properties of Yb<sup>3+</sup> doped crystals for laser applications. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 29(4) :1179–1191, 1993.

- [Desurvire 94] E. DESURVIRE. – *Erbium-doped fiber amplifiers - Principles and Applications*. – John Wiley & Sons, 1994.
- [Digonnet 86] M.J.F. DIGONNET. – Theory of superfluorescent fiber lasers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 4(11) :1631–1639, 1986.
- [Digonnet 90] M.J.F. DIGONNET. – Closed-form expressions for the gain in three- and four-level laser fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26(10) :1788–1796, 1990.
- [Diteodoro 02] F. DI TEODORO, J.P. KOPLOW, S.W. MOORE, D.A.V. KLINER. – Diffraction-limited, 300kW peak-power pulses from a coiled multi-mode fiber amplifier. *Optics Letters*, 27(7) :518–520, 2002.
- [Diteodoro 05] F. DI TEODORO, C.D. BROOKS. – 1.1 MW peak-power, 7 W average-power, high-spectral-brightness, diffraction-limited pulses from a photonic crystal fiber amplifier. *Optics Letters*, 30(20) :2694–2696, 2005.
- [Dominic 99] V. DOMINIC, S. MACCORMACK, R. WAARTS, S. SANDERS, S. BICKNESE, R. DOHLE, E. WOLAK, P.S. YEH, E. ZUCKER. – 110W fibre laser. *Electronics Letters*, 35(14) :1158–1160, 1999.
- [Donaldson 01] W.R. DONALDSON, J.H. KELLY, R.L. KECK, R. BONI. – Predicting and measuring optical pulse shapes on the OMEGA laser system. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'01 Technical Digest, Paper CTuM5*, p. 158, 2001.
- [Doya 01] V. DOYA, O. LEGRAND, F. MORTESSAGNE. – Optimized absorption in a chaotic double-clad fiber amplifier. *Optics Letters*, 26(12) :872–874, 2001.
- [Eggleton 00] B.J. EGGLETON, P.S. WESTBROOK, C.A. WHITE, C. KERBAGE, R.S. WINDELER, G.L. BURDGE. – Cladding-mode-resonances in air-silica microstructure optical fibers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 18(8) :1084–1100, 2000.
- [Eliyahu 95] D. ELIYAHU, R.A. SALVATORE, J. ROSEN, A. YARIV, J.-J. DROLET. – Retardation and reduction of pulse distortion by group-velocity dispersion through pulse shaping. *Optics Letters*, 20(12) :1412–1414, 1995.
- [Etzel 62] H.W. ETZEL, H.W. GANDY, R.J. GINTHER. – Stimulated emission of infrared radiation from Ytterbium-activated silica glass. *Applied Optics*, 1(4) :534, 1962.
- [Fellay 02] A. FELLAY, L. THÉVENAZ, J.-P. GARCIA, M. FACCHINI, W. SCANDALE, P. ROBERT. – Brillouin-based temperature sensing in optical fibres down to 1 K. – *Optical Fiber Sensors Conference, OFS'02 Technical Digest*, vol. 1, 2002.
- [Furukawa 03] S. FURUKAWA, T. FUJIMOTO, T. HINATA. – Propagation characteristics of a single-polarization optical fiber with an elliptic core and triple-clad. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 21(5) :1307–1312, 2003.

- [Furusawa 01] K. FURUSAWA, A. MALINOWSKI, J.H.V. PRICE, T.M. MONRO, J.K. SAHU, J. NILSSON, D.J. RICHARDSON. – Cladding pumped Ytterbium-doped fiber laser with holey inner and outer cladding. *Optics Express*, 9(13) :714–720, 2001.
- [Galvanauskas 04] A. GALVANAUSKAS. – High power fiber lasers. *Optics and Photonics News*, pp. 42–47, 2004.
- [Gapontsev 90] V.P. GAPONTSEV, L.E. SAMARTSEV. – High-power fiber laser. – *Advanced Solid-State Lasers, Paper WC1-1*, 1990.
- [Gapontsev 03] V.P. GAPONTSEV, N.S. PLATONOV, O. SHKURIHIN, L. ZAITSEV. – 400 W low-noise single-mode CW ytterbium fiber laser with an integrated fiber delivery. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'03 Proceedings, Paper CThPDB9*, 2003.
- [Gentile 03] T.R. GENTILE, M.E. HAYDEN, M.J. BARLOW. – Comparison of metastability-exchange optical pumping sources. *Journal of Optical Society of America B*, 20(10) :2068–2074, 2003.
- [Giles 91] C.R. GILES, E. DESURVIRE. – Modeling Erbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 9(2) :271–283, 1991.
- [Goldberg 96a] L. GOLDBERG, D.J. RIPIN. – High-efficiency side-coupling of light into double-cladding fibers using imbedded V-grooves. – *Optical Fiber Communication, Paper WA2, OFC'96 Technical Digest*, pp. 91–92, 1996.
- [Goldberg 96b] L. GOLDBERG, D.J. RIPIN, E. SNITZER, B. COLE. – V-groove side-pumped 1.5- $\mu\text{m}$  fiber amplifier. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'96 Technical Digest, Paper CTuU1*, pp. 208–209, 1996.
- [Gonthier 05] F. GONTHIER, L. MARTINEAU, N. NAWFEL, M. FAUCHER, F. SEGUIN, D. STRYCKMAN, A. VILLENEUVE. – High-power All-Fiber<sup>®</sup> components : The missing link for high power fiber lasers. *Site internet société ITF*, 2005.
- [Grot 03a] S. GROT, S. BORDAIS, Y. JAOUËN, J.-Y. ALLAIN, G. LOAS, L. GOLDBERG. – High power Yb<sup>3+</sup>-doped double clad fiber amplification at 1127nm : 977 against 920nm pumping comparison. *IEE Electronics Letters*, 39(21), 2003.
- [Grot 03b] S. GROT, S. BORDAIS, G. LOAS, P. BESNARD, Y. JAOUËN. – Efficacités comparées d'un pompage à 920nm et 977nm pour une amplification à 1127nm. – *JNOG 2003 Valence Actes de la conférence*, 2003.
- [Grot 04] S. GROT, L. GOLDBERG, P. BESNARD, Y. JAOUËN. – Génération d'impulsions monochromatiques brèves au-delà de 1.7kW par amplification à fibre dopée Yb<sup>3+</sup>. – *JNOG Paris'04 Recueil des communications*, 2004.
- [Grot 05] S. GROT, L. GOLDBERG, Y. JAOUËN, P. BESNARD. – High-performance pulsed coherent fiber laser emitting > 1.7 kW at 1060nm in ns regime. – *Photonics West Advance Technical Program*, 2005.

- [Hakimi 01] F. HAKIMI, H. HAKIMI. – A new side coupling method for double-clad fiber amplifiers. – *Conference on Lasers and Electro Optics, Paper CTuD2, CLEO'01 Technical Digest*, p. 116, 2001.
- [Heflinger 99] D.G. HEFLINGER, M.G. WICKHAM, G.W. HOLLEMAN. – Apparatus for optically pumping an optical fiber from the side. – Patent n°US 6,243,515 B1, 1999.
- [Hellwarth 61] R.W. HELLWARTH. – Theory of the pulsation of fluorescent light from ruby. *Physical Review Letters*, 6(1) :9–12, 1961.
- [Heritage 85] J.P. HERITAGE, A.M. WEINER, R.N. THURSTON. – Picosecond pulse shaping by spectral phase and amplitude manipulation. *Optics Letters*, 12(12) :609–611, 1985.
- [Hideur 01a] A. HIDEUR. – *Étude et réalisation de lasers à fibre de puissance*. – PhD. Thesis, Faculté des Sciences et Technique de l'Université de Rouen, 2001.
- [Hideur 01b] A. HIDEUR, T. CHARTIER, M. BRUNEL, S. LOUIS, C. ÖZKUL, F. SANCHEZ. – Generation of high energy femtosecond pulses from a side-pumped yb-doped double-clad fiber laser. *Applied Physics Letters*, 79(21) :3389–3391, 2001.
- [Hideur 01c] A. HIDEUR, T. CHARTIER, F. SANCHEZ. – Yb-doped double-clad fiber laser in a unidirectional ring cavity. – *Proceedings of the Optical Devices for Fiber Communications II*, 2001.
- [Hideur 01d] A. HIDEUR, T. CHARTIER, C. ÖZKUL, F. SANCHEZ. – All-fiber tunable ytterbium-doped double-clad fiber ring laser. *Optics Letters*, 26(14) :1054–1056, 2001.
- [Hilaire 03] S. HILAIRE, P. ROY, D. PAGNOUX, S. FÉVRIER, D. BAYARD. – Design d'un amplificateur de grande efficacité à fibre microstructurée air-silice dopée Erbium. – *JNOG 2003 Valence Actes de la conférence*, 2003.
- [Jager 05] M. JÄGER, P. VERVILLE, S. CAPLETTE, L. MARTINEAU, D.-A. BRULOTTE, D. GAGNON, A. VILLENEUVE. – All fiber, single stage laser assemblies with 91 W single-mode, continuous-wave output power. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'05, Paper JWB59*, 2005.
- [Jaouen 00] Y. JAOUËN, J.-P. BOUZINAC, J.-M. P. DELAVAUUX, C. CHABRAN, M. LE FLOHIC. – Generation of four wave mixing products inside wdm c-band 1 W  $Er^{3+}/Yb^{3+}$  amplifier. *Electronics Letters*, 36(3), 2000.
- [Jaouen 03a] Y. JAOUËN, S. BORDAIS, E. OLMEDO, G. KULCSAR, J.-Y. ALLAIN. – High power cladding-pumped  $Er^{3+}/Yb^{3+}$  fiber amplifiers : technologies, performances and impact of nonlinear effects. *Annales des Télécommunications*, pp. 1773–1798, 2003.
- [Jaouen 03b] Y. JAOUËN, G. KULCSAR, G. CANAT, E. OLMEDO, M. LE FLOHIC. – Output pulse distortion due to Stimulate Brillouin Scattering in high power  $Er^{3+}/Yb^{3+}$  double-clad fiber amplifier. – *Optical Fiber Communication, OFC'03 Technical Digest, Paper FB6*, 2003.

- [Jaouen 05] Y. JAOUËN, G. CANAT, S. GROT, S. BORDAIS. – Power limitation induced by nonlinear effects in pulsed high-power fiber amplifier. – *Journées Scientifiques de l'ONERA*, pp. 12–14, 2005.
- [Jeong 04a] Y. JEONG, J.K. SAHU, D.N. PAYNE, J. NILSSON. – Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1.36 kW continuous-wave output power. *Optics Express*, 12(25) :6088–6092, 2004.
- [Jeong 04b] Y. JEONG, J.K. SAHU, D.N. PAYNE, J. NILSSON. – Ytterbium-doped large-core fibre laser with 1kW of continuous-wave output power. *IEE Electronics Letters*, 40(8), 2004.
- [Jeong 05a] Y. JEONG, J. NILSSON, D.B.S. SOH, C. ALEGRIA, P. DUPRIEZ, C.A. CODEMARD, D.N. PAYNE, R. HORLEY, L.M.B. HICKEY, L. WANZCYK, C.E. CHRYSOSUS, J.A. ALVAREZ-CHAVEZ, P.W. TURNER. – Single-frequency, single-mode, plane-polarized ytterbium-doped fiber master oscillator power amplifier source with 264W of output power. *Optics Letters*, 30(4) :459–461, 2005.
- [Jeong 05b] Y. JEONG, J. NILSSON, D.B.S. SOH, P. DUPRIEZ, C.A. CODEMARD, S. BAEK, D.N. PAYNE, R. HORLEY, J.A. ALVAREZ-CHAVEZ, P.W. TURNER. – Single-mode plane-polarized ytterbium-doped large core fiber laser with 633 – W continuous wave output power. *Optics Letters*, 30(4) :955–957, 2005.
- [Jeong 05c] Y. JEONG, J. NILSSON, D.B.S. SOH, P. DUPRIEZ, C.A. CODEMARD, C. FARRELL, J. KIM, D.J. RICHARDSON, D.N. PAYNE. – Beyond 1 kW, the rising power of fibre lasers. – *OptoElectronics and Communications Conference, OECC'05 Proceedings, Paper 8D1-1*, 2005.
- [Jeong 05d] Y. JEONG, J.K. SAHU, D.B.S. SOH, C.A. CODEMARD, J. NILSSON. – High-power tunable single-frequency single-mode erbium :ytterbium codoped large-core fiber master-oscillator power amplifier source. *Optics Letters*, 30(22) :2997–2999, 2005.
- [Joindot 96] I. JOINDOT, M. JOINDOT. – *Les télécommunications par fibres optiques*. – Dunod et CNET-ENST, 1996.
- [Karasek 88] M. KARASEK. – Optimization of a triple clad single mode fiber with respect to splice and bending losses. *Kurzberichte Letters*, 42(5) :319–321, 1988.
- [Kim 00] N.S. KIM, T. HAMADA, M. PRABHU, C. LI, J. SONG, K. UEDA, H.J. KONG. – Numerical analysis and experimental results of output performance for Nd-doped double-clad fiber lasers. *Optics Communications*, 180(46) :329–337, 2000.
- [Kirchhof 99] J. KIRCHHOF, S. UNGER. – Codoping effects in fibers for active applications. – *Optical Fiber Communication Conference and the International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication Technical Digest*, 1999.
- [Knight 96] J.C. KNIGHT, T.A. BIRKS, P.St.J. RUSSELL, D.M. ATKIN. – All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Optics Letters*, 21(19) :1547–1549, 1996.

- [Koplow 98] J.P. KOPLOW, L. GOLDBERG, D.A.V. KLINER. – Compact 1-W Yb-doped double-cladding fiber amplifier using V-groove side-pumping. *IEEE Photonics Technology Letters*, 10(6) :793–795, 1998.
- [Koplow 00] P. KOPLOW, D.A.V. KLINER, L. GOLDBERG. – Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier. *Optics Letters*, 25(7) :442–444, 2000.
- [Koplow 03] J.P. KOPLOW, S.W. MOORE, D.A.V. KLINER. – A new method for side pumping of double-clad fiber sources. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 39(4) :529–540, 2003.
- [Koponen 05] J. KOPONEN, M. SÖDERLUND, S. TAMMELA, H. PO. – Measuring photodarkening from Yb-doped fibers. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO Europe 2005*, 2005.
- [Kouznetsov 01] D. KOUZNETSOV, J.V. MOLONEY, E.M. WRIGHT. – Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. I. fiber with circular symmetry. *Journal of the Optical Society of America B*, 18(6) :743–749, 2001.
- [Kouznetsov 02] D. KOUZNETSOV, J.V. MOLONEY. – Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. II. broken circular symmetry. *Journal of the Optical Society of America B*, 19(6) :1259–1263, 2002.
- [Kulcsar 03] G. KULCSAR, Y. JAOUËN, G. CANAT, E. OLMEDO, G. DEBARGE. – Multiple-stokes stimulated Brillouin scattering generation in pulsed high-power double-cladding  $Er^{3+}$  –  $Yb^{3+}$  codoped fiber amplifier. *IEEE Photonics Technology Letters*, 15(6) :801–803, 2003.
- [Lebref 98] R. LE BREF. – *Contribution à l'étude de la fonction amplification optique pour les réseaux de transport à multiplexage en longueur d'onde*. – PhD. Thesis, Institut National des Sciences Appliquées de Rennes, 1998.
- [Leduc 98] M. LEDUC, P.J. NACHER, G. TASTEVIN. – Magnetic resonance imaging using polarized noble gases. *Physics of Laser Biomedicine and Chemistry*, 8(3) :799–802, 1998.
- [Leflochic 91a] M. LE FLOHIC. – *Contribution à l'étude et à la réalisation de lasers à fibre dopée aux ions de Terre Rares*. – PhD. Thesis, Université de Rennes I, 1991.
- [Leflochic 91b] M. LE FLOHIC, P.-L. FRANÇOIS, J.-Y. ALLAIN, F. SANCHEZ, G.M. STÉPHAN. – Dynamics of the transient buildup of emission in  $Nd^{3+}$ -doped fiber lasers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(7) :1910–1921, 1991.
- [Lefort 02] L. LEFORT, A. ALBERT, V. COUDERC, A. BARTHÉLÉMY. – Highly stable 68-fs pulse generation from a stretched-pulse  $Yb^{3+}$ -doped fiber laser with frequency shifted feedback. *IEEE Photonics Technology Letters*, 14(12) :1674–1676, 2002.
- [Li 04] Y. LI, S.D. JACKSON, S. FLEMING. – High absorption and low splice loss properties of hexagonal double-clad fiber. *IEEE Photonic Technology Letters*, 16(11) :2502–2504, 2004.

- [Liem 03] A. LIEM, J. LIMPERT, H. ZELLMER, A. TÜNNERMANN. – 100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier. *Optics Letters*, 28(17) :1537–1539, 2003.
- [Lim 02] H. LIM, F.Ö. ILDAY, F.W. WISE. – Femtosecond ytterbium fiber laser with photonic crystal fiber for dispersion control. *Optics Express*, 10(25) :1497–1502, 2002.
- [Limpert 01] J. LIMPERT, A. LIEM, T. GABLER, H. ZELLMER, A. TÜNNERMANN, S. UNERG, S. JETSCHKE, H.-R. MÜLLER. – High-average-power picosecond Yb-doped fiber amplifier. *Optics Letters*, 26(23) :1849–1851, 2001.
- [Limpert 02] J. LIMPERT, T. GABLER, A. LIEM, H. ZELLMER, A. TÜNNERMANN. – SPM-induced spectral compression of picosecond pulses in a single-mode Yb-doped fiber amplifier. *Applied Physics B*, 74 :191–195, 2002.
- [Limpert 03] J. LIMPERT, T. SCHREIBER, S. NOLTE, H. ZELLMER, A. TÜNNERMANN, R. ILIEW, F. LEDERER, J. BROENG, G. VIENNE, A. PETERSON, C. JAKOBSEN. – High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser. *Optics Express*, 11(7) :818–823, 2003.
- [Limpert 05] J. LIMPERT, N. DEGUIL-ROBIN, I. MANEK-HÖNNINGER, F. SALIN, F. RÖSER, A. LIEM, T. SCHREIBER, S. NOLTE, H. ZELLMER, A. TÜNNERMANN, J. BROENG, A. PETERSSON, C. JAKOBSEN. – High-power rod-type photonic crystal fiber laser. *Optics Express*, 13(4) :1055–1058, 2005.
- [Liu 96a] A. LIU, K. KAMATANI, K. UEDA. – Rectangular double-clad fibre laser with two-end-bundled pump. *Electronics Letters*, 32(18) :1673–1674, 1996.
- [Liu 96b] A. LIU, K. UEDA. – The absorption characteristics of circular, offset and rectangular double-clad fibers. *Optics Communication*, 132 :511–518, 1996.
- [Liu 02] C.-H. LIU, A. GALVANAUSKAS, B. EHLERS, F. DOERFEL, S. HEINEMANN, A. CARTER, K. TANKALA, J. FARRONI. – 700 – W single transverse mode Yb-doped fiber laser. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'02 Proceedings, Paper CMS2*, 2002.
- [Lou 05] J.W. LOU, M. CURRIE. – High-energy saturable absorber mode-locked fiber laser system. *Optics Letters*, 30(4) :406–408, 2005.
- [Lu 02] K. LU, K. DUTTA. – Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass. *Journal of Applied Physics*, 91(2) :576–581, 2002.
- [Luft 03] J. LUFT, M. BEHRINGER, G. HERRMANN, M. PHILIPPENS, W. TEICH, A. SCHMITT, M. MARCHIANO, G. SEIBOLD. – Current status of high-power diode laser bars for pump and direct applications. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'03*, 2003.
- [Magne 94a] S. MAGNE, M. DRUETTA, J.P. GOURE, J.C. THEVENIN, P. FERDINAND, G. MONNOM. – An ytterbium-doped monomode fiber laser : amplified spontaneous emission, modeling of the gain and tunability

- in an external cavity. *Elsevier Journal of Luminescence*, 60 :647–650, 1994.
- [Magne 94b] S. MAGNE, Y. OUERDANE, M. DRUETTA, J.P. GOURE, P. FERDINAND, G. MONNOM. – Cooperative luminescence in an ytterbium-doped silica fibre. *Optics Communications*, 111 :310–316, 1994.
- [Maiman 60] H.L. MAIMAN. – Optical and microwave optical experiments in ruby. *Physical Review Letters*, 4(11) :564–566, 1960.
- [Man 99] W.S. MAN, Y.Z. XU, H.Y. TAM, M.S. DEMOKAN. – Frequency instability in Er/Yb fiber grating lasers due to heating by nonradiative transitions. *IEEE Photonics Technology Letters*, 11(11) :1390–1392, 1999.
- [Martinezrios 03] A. MARTINEZ-RIOS, A.N. STARODUMOV, H. PO, Y. WANG, A.A. DEMIDOV, X. LI. – Efficient operation of double-clad  $Yb^{3+}$ -doped fiber lasers with a novel circular cladding geometry. *Optics Letters*, 28(18) :1642–1644, 2003.
- [Mcallister 69] G.L. MCALLISTER, L.G. DESHAZER. – Optical pulse shaping by the self-focusing effect. – *Conference on Laser Engineering and Applications, CLEA'69 Technical Digest, Paper 15.8*, p. 357, 1969.
- [Mcintosh 00] C. MCINTOSH, J. TOULOUSE, A. YENIAY A. GRANDPIERRE adn J.-M.P. DELAVALUX. – Low frequency Raman scattering. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'00 Proceedings, Paper CThC3*, 2000.
- [Mermelstein 01] M. D. MERMELSTEIN, C. HEADLEY, J.-C. BOUTEILLER, P. STEINVURZEL, C. HORN, K. FEDER, B. J. EGGLETON. – Configurable three-wavelength raman fiber laser for raman amplification and dynamic gain flattening. *IEEE Photonics technology Letters*, 13(12) :1286–1288, 2001.
- [Mes 02] J. MES, M. LEBLANS, W. HOGERVORST. – Single-longitudinal-mode optical parametric oscillator for spectroscopic applications. *Optics Letters*, 27(16) :1442–1444, 2002.
- [Minelly 92] J.D. MINELLY, W.L. BARNES, R.I. LAMING, P.R. MORTEL, J.E. TOWNSEND, S.G. GRUBB, D.N. PAYNE. –  $Er^{3+}/Yb^{3+}$  co-doped power amplifier pumped by a 1 W diode array. – *Proceedings Topical Meeting of Optical Amplifier and Applications, Paper PD2*, 1992.
- [Mortensen 03] N.A. MORTENSEN, M.D. NIELSEN, J.R. FOLKENBERG, A. PETERSON, H.R. SIMONSEN. – Improved large-mode-area endlessly single-mode photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 28(6) :393–395, 2003.
- [Muendel 96] M.H. MUENDEL. – Optimal inner cladding shapes for double-clad fiber lasers. – *Conference on Lasers and Electro Optics Technical, Paper CTuU2, CLEO'96 Digest*, p. 209, 1996.
- [Nilsson 97] J. NILSSON, R. PASCHOTTA, J.E. CAPLEN, D.C. HANNA. –  $Yb^{3+}$ -ring-doped fiber for high energy pulse amplification. *Optics Letters*, 22(14) :1092–1094, 1997.

- [Nilsson 98] J. NILSSON, J.D. MINELLY, R. PASCHOTTA, A.C. TROPPER, D.C. HANNA. – Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser. *Optics Letters*, 23(5) :355–357, 1998.
- [Nuf05] 22/400/480 ytterbium-doped triple-clad fiber. – Site internet de Nüfern, 2005.
- [Okhotnikov 98] O.G. OKHOTNIKOV, J.M. SOUSA. – Single-transverse-mode large-mode-area erbium-doped fiber amplifier for high-energy pulse amplification. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'98 Technical Digest, Paper CWK2*, p. 298, 1998.
- [Olmedoherrero 03] E. OLMEDO HERRERO. – *Étude des effets non linéaires dans les lasers et amplificateurs de puissance à fibre double gaine dopée  $Er^{3+}/Yb^{3+}$* . – PhD. Thesis, École Nationale Supérieure des Télécommunications, 2003.
- [Ortac 03] B. ORTAÇ, A. HIDEUR, T. CHARTIER, M. BRUNEL, C. ÖZKUL. – 90-fs stretched-pulse ytterbium-doped double-clad fiber laser. *Optics Letters*, 28(15) :1305–1307, 2003.
- [Ou 04] P. OU, P. YAN, M.L. GONG, W.L. WEI, Y.Y. YUAN. – Multi-coupler side-pumped Yb-doped double-clad fibre laser and pump light leakage at coupler. *IEE Electronics Letters*, 40(7), 2004.
- [Paschotta 97a] R. PASCHOTTA, J. NILSSON, P.R. BARBER, J.E. CAPLEN, A.C. TROPPER, D.C. HANNA. – Lifetime quenching in Yb-doped fibres. *Optics Communications*, 136 :375–378, 1997.
- [Paschotta 97b] R. PASCHOTTA, J. NILSSON, A.C. TROPPER, D.C. HANNA. – Ytterbium-doped fiber amplifier. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(7) :1049–1056, 1997.
- [Paschotta 97c] R. PASCHOTTA, J. NILSSON, A.C. TROPPER, D.C. HANNA. – Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(7) :1049–1056, 1997.
- [Pask 95] H.M. PASK, R.J. CARMAN, D.C. HANNA, A.C. TROPPER, C.J. MACKECHNIE, P.R. BARBER, J.M. DAWES. – Ytterbium-doped silica fiber lasers : Versatile sources for the 1 – 1.2 $\mu$ m region. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(1) :1–13, 1995.
- [Payne 06] D.N. PAYNE. – Kilowatt fiber lasers and beyond. – *Photonics West Advance Technical Program, Paper 6102-04*, 2006.
- [Pedersen 91] B. PEDERSEN, A. BJARKLEV, J.H. POVLSEN, K. KRISTEN, C.C. LARSEN. – The design of Erbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 9(9) :1105–1112, 1991.
- [Peyghambarian 05] N. PEYGHAMBARIAN, A. SCHÜLZGEN. – High-power devices in compact packages. *Optics and Photonics News*, pp. 36–41, 2005.
- [Piper 04] A. PIPER, A. MALINOWSKI, K. FURUSAWA, D.J. RICHARDSON. – 1.2mJ, 37 ns single-mode pulses at 10kHz repetition rate from a Q-switched ytterbium fiber laser. – *Conference on Laser and Electro Optics, CLEO2004, paper CMK3*, 2004.

- [Platonov 02] N.S. PLATONOV, D.V. GAPONTSEV, V.P. GAPONTSEV, V. SHUMILIN. – 135 W CW fiber laser with perfect single mode output. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'02 Proceedings, Paper CPDC3-1*, 2002.
- [Po 93] H. PO, J.D. CAO, B.M. LALIBERTE, R.A. MINNS, R.F. ROBINSON, B.H. ROCKNEY, R.R. TRICCA and Y.H. ZHANG. – High power neodymium-doped single transverse mode fiber laser. *Electronics Letters*, 29(17) :578–580, 1993.
- [Porta 98] J.J. PORTA, A.B. GRUDININ, Z.J. CHEN, J.D. MINELLY, N.J. TRAYNOR. – Environmentally stable picosecond Ytterbium fiber laser with a broad tuning range. *Optics Letters*, 23(8) :615–617, 1998.
- [Price 02] J.H.V. PRICE, K. FURUSAWA, T.M. MONRO, L. LEFORT, D.J. RICHARDSON. – Tunable, femtosecond pulse source operating in the range 1.06 – 1.33  $\mu\text{m}$  based on  $\text{Yb}^{3+}$ -doped holey fiber amplifier. *Journal of Optical Society of America B*, 19(6) :1286–1294, 2002.
- [Ranka 00] J.K. RANKA, R.S. WINDELER, A.J. STENTZ. – Optical properties of high-delta air-silica microstructure optical fibers. *Optics Letters*, 25(11) :796–798, 2000.
- [Reichel 03] V. REICHEL, S. UNGER, K. MÖRL, H.-R. MÜLLER. – Reduction of heating effects in high-power fiber-lasers. – *Conference on Laser and Electro Optics, CLEO2003*, 2003.
- [Reinberg 71] A. REINBERG, L. RISEBERG, R. BROWN, W. HOLTON. – GaAs :Si LED-pumped Yb-doped YAG laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 7(6) :301, 1971.
- [Renaud 01a] C.C. RENAUD, J.A. ALVAREZ-CHAVEZ, J.K. SAHU, J. NILSSON, D.J. RICHARDSON, W.A. CLARKSON. – 7.7 mJ pulses from a large core Yb-doped cladding pumped Q-switched fibre laser. – *Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'01 Technical Digest, Paper CTuQ5*, p. 219, 2001.
- [Renaud 01b] C.C. RENAUD, H.L. OFFERHAUS, J.A. ALVAREZ-CHAVEZ, J. NILSSON, W.A. CLARKSON, P.W. TURNER, D.J. RICHARDSON, A.B. GRUDININ. – Characteristics of Q-switched cladding-pumped Ytterbium-doped fiber lasers with different high-energy fiber designs. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 37(2) :199–206, 2001.
- [Rigrod 78] W.W. RIGROD. – Homogeneously broadened CW lasers with uniform distributed loss. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 14(5) :377–381, 1978.
- [Ripin 95] D.J. RIPIN, L. GOLDBERG. – High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded v-grooves. *Electronics Letters*, 31(25) :2204–2205, 1995.
- [Rosencher 98] E. ROSENCHER, B. VINTER. – *Optoélectronique*. – Masson et Thomson-CSF, 1998.
- [Roser 05] F. RÖSER, J. ROTHARD, B. ORTAC, A. LIEM, O. SCHMIDT, T. SCHREIBER, J. LIMPET, A. TÜNNERMANN. – 131 W 220 fs fiber laser system. *Optics Letters*, 30(20) :2754–2756, 2005.

- [Roy 05] P. ROY, P. LEPROUX, S. FÉVRIER, D. PAGNOUX, J.L. AUGUSTE, J.M. BLONDY, S. HILAIRE, L. LAVOUTE, R. JAMIER, A. DESFARGES-BERTHELEMOT, V. KERMÈNE, C. RESTOIN. – Photonic crystal fibres for lasers and amplifiers. – *Journées Scientifiques de l'ONERA*, pp. 37–38, 2005.
- [Ruffin 05] A.B. RUFFIN, M.-J. LI, X. CHEN, A. KOPYAKOV, F. ANNUNZIATA. – Brillouin gain analysis for fibers with different refractive indices. *Optics Letters*, 30(23) :3123–3125, 2005.
- [Shibata 87] N. SHIBATA, R.P. BRAUN, R.G. WAARTS. – Phase-mismatch dependence of efficiency of wave generation through four-wave mixing in a single-mode optical fiber. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23(7) :1205–1210, 1987.
- [Siegman 86] A.E. SIEGMAN. – *Lasers*. – University Science Book, 1986.
- [Siegman 93] A.E. SIEGMAN. – *Solide State Lasers - New Developments and Applications*. – Plenum Press, 1993.
- [Smith 72] R.G. SMITH. – Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering. *Applied Optics*, 11(11) :2489–2494, 1972.
- [Smith 90] K. SMITH, N.J. DORAN, P.G.J. WIGLEY. – Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror. *Optics Letters*, 15(22) :1294–1296, 1990.
- [Snitzer 61] E. SNITZER. – Proposed fiber cavities for optical masers. *Journal of Applied Physics*, 32(1) :36, 1961.
- [Snitzer 88] E. SNITZER, H. PO, F. HAKIMI, R. TUMMINELLI, B.C. MCCOLLUM. – Double clad, offset core Nd fiber laser. – *Optical Fiber Sensors, OFS'88 Technical Digest*, 1988.
- [Snitzer 89] E. SNITZER, H. PO, R.P. TUMMINELLI, F. HAKIMI. – Optical fiber lasers and amplifiers. – Patent n°US 4,815,079, 1989.
- [Stoltz 96] E. STOLTZ, M. MEYERHOFF, N. BIGELOW, M. LEDUC, P.-J. NACHER, G. TASTEVIN. – High nuclear polarization in  $^3\text{He}$  and  $^3\text{He} - ^4\text{He}$  gas mixtures by optical pumping with a laser diode. *Applied Physics B*, 63 :629–633, 1996.
- [Stone 73] J. STONE, C.A. BURRUS. – Neodymium-doped silica lasers in end-pumped fiber geometry. *Applied Physics Letters*, 23(7) :388–389, 1973.
- [Swiderski 04] J. SWIDERSKI, A. ZAJAC, M. SKORCZAKOWSKI, Z. JANKIEWICZ, P. KONIECZNY. – Rare-earth-doped high-power fibre lasers generating in near infrared range. *Opto-electronics Review*, 12(2) :169–173, 2004.
- [Taira 04] K. TAIRA, K. KIKUCHI. – Picosecond pulse generation with high extinction ratio employing electroabsorption modulator, fibre compressor, and self-phase-modulation-based pulse reshaper. *IEEE Electronics Letters*, 40(1), 2004.

- [Tapi 92] J.-L. TAPIÉ, G. MOUROU. – Shaping of clean, femtosecond pulses at  $1.053\mu\text{m}$  for chirped-pulsed amplification. *Optics Letters*, 17(2) :136–138, 1992.
- [Tastevin 02] G. TASTEVIN, E. COURTADE, S. GROU, S. BORDAIS. – I.R. fibre lasers tailored to Helium atoms : atomic response to spectral characteristics. – 34<sup>th</sup> Conference of the European Group for Atomic Spectroscopy, EGAS34, paper D1-1, 2002.
- [Tastevin 04] G. TASTEVIN, S. GROU, E. COURTADE, S. BORDAIS, P.-J. NACHER. – A broadband ytterbium-doped tunable fiber laser for  $^3\text{He}$  optical pumping at 1083nm. *Applied Physics B*, 78 :145–156, 2004.
- [Taverner 97] D. TAVERNER, D.J. RICHARDSON, L. DONG, J.E. CAPLEN, K. WILLIAMS, R.V. PENTY. – 158 –  $\mu\text{J}$  pulses from a single-transverse-mode, large-mode-area erbium-doped fiber amplifier. *Optics Letters*, 22(6) :378–380, 1997.
- [Tkach 95] R.W. TKACH, A.R. CHRAPLYVY, F. FORGHIERI, A.H. GNAUCK, R.M. DEROSIER. – Four-photon mixing and high-speed WDM systems. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 13(5) :841–849, 1995.
- [Valley 01] G.C. VALLEY, M. WRIGHT. – Modeling transient gain dynamics in a cladding-pumped Yb-doped fiber amplifier pulsed at low repetition rates. – Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'01 Technical Digest, Paper CWA51, 2001.
- [Vandijk 05] M.H.H. VAN DIJK. – Disc versus fiber. *Industrial laser solutions*, pp. 18–21, 2005.
- [Waarts 04] R.G. WAARTS, S. MAKKI, J. YUAN, D. GILTNER, B. ENGSTROM, R. TUMMINELLI, L. MARABELLA. – Fiber lasers at JDS Uniphase. – Proceedings Fiber Lasers : Technology, Systems, and Applications, vol. 5335, 2004.
- [Wadsworth 00] W.J. WADSWORTH, J.C. KNIGHT, W.H. REEVES, P.St.J. RUSSELL, J. ARRIAGA. – Yb<sup>3+</sup>-doped photonic crystal fibre laser. *IEE Electronics Letters*, 36(17) :1452–1454, 2000.
- [Wadsworth 01] W.J. WADSWORTH, J.C. KNIGHT, P.St.J. RUSSELL. – Large mode area photonic crystal fibre laser. – Conference on Lasers and Electro Optics, CLEO'01 Technical Digest, Paper CWC1, pp. 319–320, 2001.
- [Wadsworth 03] W.J. WADSWORTH, R.M. PERCIVAL, G. BOUWMANS, J.C. KNIGHT, P.St.J. RUSSELL. – High power air-clad photonic crystal fibre laser. *Optics Express*, 11(1) :48–53, 2003.
- [Wang 03] Y. WANG, H. PO. – Dynamic characteristics of double-clad fiber amplifier for high-power pulse amplification. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 21(10) :2262–2270, 2003.
- [Wang 04a] J. WANG, D.T. WALTON, L.A. ZENTENO. – All-glass high NA Yb-doped double-clad laser fibres made by outside-vapour deposition. *Electronics Letters*, 40(10) :590–592, 2004.
- [Wang 04b] Y. WANG, C.-Q. XU, H. PO. – Thermal effects in Kilowatt fiber lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(1) :63–65, 2004.

- [Weber 83] M.J. WEBER, J.E. LYNCH, D.H. BLACKBURN, D.J. CRONIN. – Dependence of the stimulated emission cross section of  $\text{Yb}^{3+}$  on host glass composition. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 19(10) :1600–1608, 1983.
- [Weber 96] Th. WEBER, W. LÜTHY, H.P. WEBER. – Side-pumped fiber laser. *Applied Physics B*, 63 :131–134, 1996.
- [Wessels 03] P. WESSELS, C. FALLNICH. – Highly sensitive beam quality measurements on large-mode-area fiber amplifiers. *Optics Express*, 11(25) :3346–3351, 2003.
- [Wolak 05] E. WOLAK, K. TAI, J. SKIDMORE, A. WONG, L. XU, D. DUESTERBURG, M. DEFranza, P. YALAMANCHILI, V. ROSSIN, S. LI, B. ENGSRTOM, E. ZUCKER, R. WAARTS, D. HARGREAVES. – Reliability of high-power multi-mode pump modules. *Site internet société JDSU*, 2005.
- [Wong 05] W.S. WONG, X. PENG, J.M. McLAUGHLIN, L. DONG. – Breaking the limit of maximum effective area for robust single-mode propagation in optical fibers. *Optics Letters*, 30(21) :2855–2857, 2005.
- [Yam 04] S.S.H. YAM, Y. AKASAKA, M.E. MARHIC, L.G. KAZOVSKY. – Gain-clamped thulium-doped fibre amplifier with single pump at 1050 nm. *Electronics Letters*, 40(1), 2004.
- [Yeniay 02] A. YENIAY, J.-M. DELAVAUx, J. TOULOUSE. – Spontaneous and stimulated Brillouin scattering gain spectra in optical fibers. *IEEE Journal of Lightwave Technology*, 20(8) :1425–1432, 2002.
- [Young 03] J.D. YOUNG, C. ROYCHOUDHURI. – Results and comparison of a cladding pumped fiber simulation using a decagon-shaped fiber. *Optics Express*, 11(7) :830–837, 2003.
- [Yu 03] J. YU, A. BRAUD, M. PETROS. – 600 – mJ, double-pulse 2 –  $\mu\text{m}$  laser. *Optics Letters*, 28(7) :540–542, 2003.
- [Zellmer 95] H. ZELLMER, U. WILLAMOWSKI, A. TÜNNERMANN, H. WELLING, S. UNGER V. REICHEL, H.-R. MÜLLER, J. KIRCHHOF, P. ALBERS. – High-power cw neodymium-doped fiber laser operating at 9.2 W with high beam quality. *Optics Letters*, 20(6) :578–580, 1995.
- [Zou 95] X. ZOU, H. TORATANI. – Evaluation of spectroscopic properties of  $\text{Yb}^{3+}$ -doped glasses. *Physical Review B*, 52(22) :15889–15897, 1995.



# Annexe : publications et conférences de l'auteur

Liste des publications :

- S. Grot, S. Bordais, Y. Jaouën, J.-Y. Allain, G. Loas et L. Goldberg, *High power Yb<sup>3+</sup>-doped double clad fiber amplification at 1127nm : 977 against 920nm pumping comparison*, IEE Electronics Letters, 2003, vol. 39, n°21.
- S. Bordais, S. Grot, Y. Jaouën, P. Besnard et M. Le Flohic, *Double clad 10W Yb<sup>3+</sup>-doped fiber master oscillator fiber amplifier for He<sup>3+</sup> optical pumping*, Applied Optics, 2004, vol.43, n°10.
- G. Tastevin, S. Grot, E. Courtade, S. Bordais et P.-J. Nacher, *A broadband ytterbium-doped tunable fiber laser for <sup>3</sup>He optical pumping at 1083nm*, Applied Physics B, 2004, vol.78, pages 145-156.
- S. Grot, L. Goldberg, Y. Jaouën et P. Besnard, *High-performance pulsed coherent fiber laser emitting > 1.7 kW at 1060nm in ns regime*, SPIE Photonics West papier 5709-51, 2005.
- S. Grot, L. Goldberg, P. Besnard et Y. Jaouën, *Génération d'impulsions monochromatiques brèves au-delà de 1.7 kW par amplification à fibre dopée Yb<sup>3+</sup>*, JNOG Paris'04 Recueil des communications, 2004.
- S. Grot, S. Bordais, G. Loas, P. Besnard et Y. Jaouën, *Efficacités comparées d'un pompage à 920 nm et 977 nm pour une amplification à 1127 nm*, JNOG 2003 Valence Actes de la conférence, 2003.
- G. Tastevin, E. Courtade, S. Grot et S. Bordais, *I.R. fibre lasers tailored to Helium atoms : atomic response to spectral characteristics*, 34<sup>th</sup> Conference of the European Group for Atomic Spectroscopy, EGAS34, papier D1-1, 2002.

# High power Yb<sup>3+</sup>-doped double clad fibre amplification at 1127 nm: 977 against 920 nm pumping comparison

S. Grot, S. Bordais, Y. Jaouën, J.-Y. Allain, G. Loas and L. Goldberg

A 1127 nm high power amplifier based on Yb<sup>3+</sup>-doped double clad fibre technology has been demonstrated. The achievable output power and gain are investigated in dependence on 920 and 977 nm pumping wavelengths, both theoretically and experimentally. A two-stage fibre amplifier architecture with amplified spontaneous emission filtering are required to obtain >30 dBm output power.

**Introduction:** Applications such as spectroscopy, frequency conversion and medicine require high-brightness 1 μm sources. Yb<sup>3+</sup>-doped double clad fibre (DCF) technology offers a unique combination of high efficiency, compactness and high reliability for lasers and amplifiers. The amplification bandwidth of Yb<sup>3+</sup> fibre amplifiers is commonly observed in the range 1020–1100 nm depending on the amplifier's architecture [1–3]. For <1075 nm wavelengths, the amplifier has three-level behaviour: without pump power there is a strong absorption. For >1075 nm, it has a nearly pure four-level behaviour: the gain is proportional to the overall upper-state population and the reabsorption is very weak. The achievable gain/metre for >1100 nm is very low. The measured gain is ~1 dB/m at 1127 nm while it can reach >10 dB/m at 1040 nm. High amplifier gain in the 1100–1150 nm region requires multiple gain stages with amplified spontaneous emission (ASE) filtering between them to limit ASE accumulation in the 1030–1070 nm region.

In this Letter, we investigate the amplification of a narrow linewidth (<100 kHz) laser signal at 1127 nm up to more than 1 W output power with a high-power two-stage fibre amplifier using Yb<sup>3+</sup>-doped DCF. The amplifier characteristics are strongly dependent on pumping wavelengths: 920 against 977 nm. We deal with the difficulties due to the low gain obtained at 1127 nm and present an optimised amplifier design. We also compare the measurements with numerical results. In addition, we point out the influence of stimulated Brillouin scattering (SBS) and amplifier architecture on maximum achievable power.

**Amplifier architecture:** The >30 dBm amplifier is designed using a two-stage architecture and is optimised for an amplification at 1127 nm. This architecture is presented in Fig. 1. Each stage is made of DCF with 5–6 μm core diameter and a first cladding of star shaped profile of 200 μm diameter. It has a 0.26 and 0.93 dB/m cladding pump absorption at 920 and 977 nm, respectively. The DCF is pumped by a broad area high-power laser diode employing a V-groove side pumping technique (VSP) [4]. A 5 nm ASE bandpass filter is inserted between the preamplifier and the booster. The 1127 nm source is a DFB fibre laser from Koheras emitting 12 mW output power.

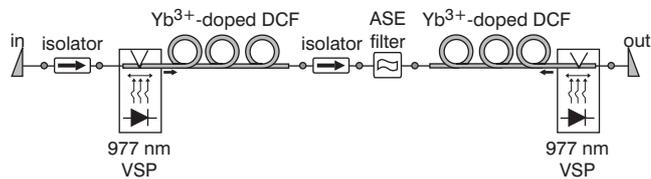


Fig. 1 Design of >30 dBm Yb<sup>3+</sup>-doped DCF amplifier at 1127 nm using two stage architecture

Measurements and simulations were made to determine the best configuration of the amplifier. Significant differences were found between 920 and 977 nm pumping. The simulations are based on the formalism Giles-Desurvire developed for Er<sup>3+</sup>-doped fibres [3, 5].

**Preamplifier stage: 920 and 977 nm pumping investigations:** For the preamplifier stage, calculations were performed to determine the optimal length of DCF needed to amplify at 1127 nm with 2.5 W pump power either at 920 or 977 nm. These results show that there is no need of an optimum fibre length and pointed us to a short DCF length amplification scheme. One possible explanation for this is that

the Yb<sup>3+</sup> has a nearly pure four-level behaviour for wavelengths >1075 nm. There is no reabsorption of the power accumulated in the ASE around this region in the extra (unpumped) part of the fibre. In fact, it cannot be used to reach higher gain at 1127 nm. On the contrary, there are some losses to the signal, mostly due to back-ground losses along the fibre, and these have to be limited.

Simulation results are shown in Fig. 2 along with experimental data. This module was pumped in the counter-propagating direction at 977 nm or in Co<sup>-</sup> at 920 nm. The pumping scheme did not play a major role in the achievable gain, resulting in a measured difference of <0.06 dB (<0.03 dB by calculation). The maximum gain obtained was >12.4 dB while pumping at 977 nm with 2.4 W of pump power and only 9.7 dB for the same pump power at 920 nm. At higher pump power, the gain is saturated by the ASE [3]. In fact, we have measured a slope efficiency of 13.7 dB/W experimentally for the first 800 mW of pump power at 977 nm (and 7.5 dB/W for 920 nm pumping) and only 1.8 dB/W (and 3.4 dB/W for 920 nm pumping) between 1.1 and 2.4 W. Comparable results were obtained by calculation. In any case, the achievable gain is greater while pumping at 977 nm compared with 920 nm and imposes the choice of the pumping wavelength for the first stage.

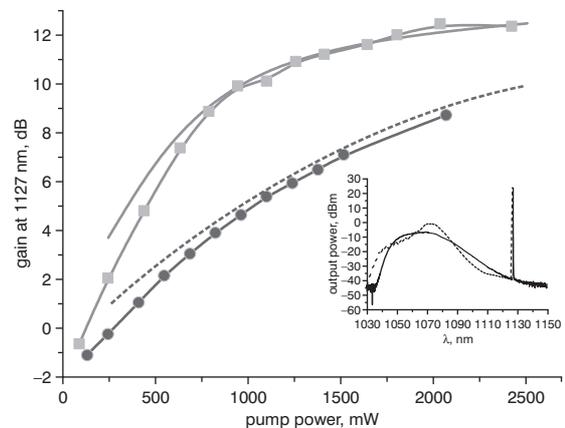


Fig. 2 Comparison of achievable gain for optimised length of DCF for both 920 and 977 nm (experiment and simulation)

● experimental (920 nm pumping)      - - - - simulation (920 nm pumping)  
 ■ experimental (977 nm pumping)      — simulation (977 nm pumping)  
 Inset: Optical spectrum of 1127 nm amplifier using 12 m Yb<sup>3+</sup>-doped DCF  
 $\lambda_{pump} = 977$  nm,  $P_{pump} = 2.8$  W,  $L = 12.5$  m of DCF  
 — experiment      - - - - simulation

Finally, in our design of the preamplifier stage, we have chosen 12.5 m of Yb<sup>3+</sup>-doped DCF pumped at 977 nm. Experimentally, we have obtained 24.3 dBm in the signal at 1127 nm (see Fig. 2) for a total output power of 25.5 dBm. We found a difference of only 1.3 dB between measurement and simulation for output power signal. At a higher pump power, the saturation of the gain becomes too important and parasitic laser action, caused by double Rayleigh scattering, appears at the maximum of the ASE gain curve.

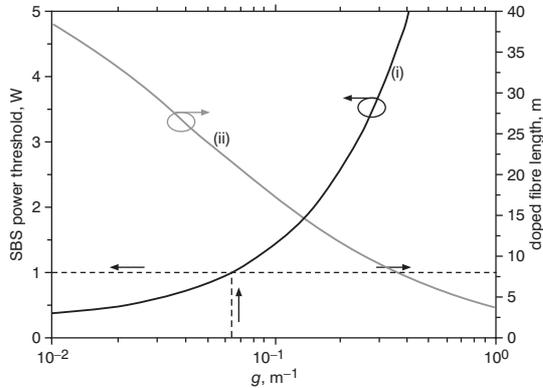
**Booster design, SBS limitation:** Considering the very weak gain at 1127 nm, the strategy for the booster stage consists on an optimisation of the output power with the pump power budget available. Additional loss should also be minimised and, in such a case, the VSP pumping technique presents an advantage because there is no loss of signal. We also have to guard against SBS because of the relatively high power (>30 dBm) and the linewidth of the source (<100 kHz). SBS is the dominant effect that can be observed in high-power amplifiers with fibre lengths as low as a few metres when signal linewidth is small [6]. The SBS power threshold of the amplifier output power can be expressed as [7]:

$$P_{out\ SBS} \cong \frac{21A_{eff}}{g_B L_{eff}} \quad (1)$$

where  $g_B$  is the Brillouin gain (in m/W),  $A_{eff}$  (m<sup>2</sup>) is the effective mode area and  $L_{eff}$  is the effective fibre length (m) given by:

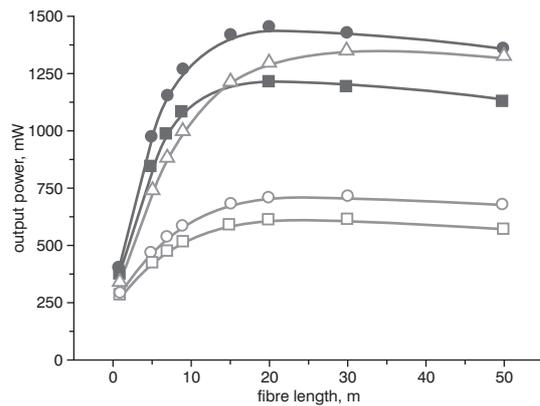
$$L_{eff} = \frac{L(G-1)}{G \log(G)} \quad (2)$$

making the assumption that the spatial gain distribution is uniform.  $L$  is the fibre length and  $G$  the amplifier gain, assuming  $G = \exp(gL)$ . For the fibre we used  $g_B = 5 \times 10^{-11}$  m/W,  $A_{eff} = 28 \mu\text{m}^2$ . Then the achievable amplifier output power without SBS influence is  $P_{out\ SBS} \sim 12/L_{eff}$  (W). Fig. 3 shows the SBS power threshold evolution and the corresponding fibre length against  $g$  for 24 dBm amplifier input power. The parameter  $L_{eff}$  decreases when  $g$  increases. A minimum gain of  $g = 0.065 \text{ m}^{-1}$  is required for a SBS threshold  $\geq 1$  W.



**Fig. 3** SBS power threshold and corresponding fibre length against  $g$  for 24 dBm input power

(i) power (ii) fibre length



**Fig. 4** Determination of optimal fibre length needed to reach 30 dBm at 1127 nm for different pump power

■ 2.5 W, 977 nm pumping    ● 3 W, 977 nm pumping  
□ 2.5 W, 920 nm pumping    ○ 3 W, 920 nm pumping  
△ 6 W, 920 nm pumping

The strategy for the booster stage is to determine the shortest length of DCF that allows us to reach  $>30$  dBm output power with the pump budget available. Calculations have shown that, with 24 dBm input power and a pump budget of  $\sim 2.5$  W at 977 nm, 9 m of  $\text{Yb}^{3+}$ -doped DCF are sufficient to reach  $>30$  dBm at 1127 nm (Fig. 4). The corres-

ponding point for 920 nm pumping produces only  $\sim 27$  dBm. The choice of the pumping wavelength is then obvious and the advantage in terms of SBS threshold evident. In fact, to reach  $>30$  dBm at 1127 nm while pumping at 920 nm, the optimal (for lowest pump power) fibre length is  $\sim 20$  m pumped with 4.5 W. For these two fibre lengths the SBS threshold is then  $>2$  W (977 nm) and  $\sim 500$  mW (920 nm).

Finally, in our booster stage design, we have chosen 7 m of  $\text{Yb}^{3+}$ -doped DCF pumped by 2.7 W of injected pump power at 977 nm. A lower sensitivity to SBS was also obtained pumping the booster stage in a counter-propagating scheme [6]. The extracted power is 30.2 dBm with more than 90% of the overall power in the signal at 1127 nm. For the amplifier as a whole, the total pump power is  $\sim 6$  W, which gives an optical-to-optical conversion efficiency of 16% (25% if we deduct losses due to coupling efficiency and unabsorbed pump power).

**Conclusions:** The first, to our knowledge,  $>30$  dBm output power amplification results at 1127 nm from a  $\text{Yb}^{3+}$ -doped DCF amplifier have been demonstrated. The amplifier design has been undertaken to take into account gain optimisation and SBS limitation. The gain/metre at 1127 nm is higher for 977 nm pumping compared to 920 nm. Numerical modelling has confirmed the experimental measurements. We have also demonstrated that using gain/metre of DCF (short piece of fibre, 977 nm pumping) rather than trying to reduce the ASE in the shorter wavelengths (long piece of fibre, 920 nm pumping) is the better choice when gain is needed in the far-end wavelengths of a quasi four-level system. Furthermore, we think that higher output power can be reached, as long as there is no parasitic laser action on the maximum of the ASE gain curve, if one could obtain higher output power laser pump diodes.

© IEE 2003

30 July 2003

Electronics Letters Online No: 20030938

DOI: 10.1049/el:20030938

S. Grot, S. Bordais, J.-Y. Allain and G. Loas (Keopsys SA, 21, rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France)

Y. Jaouën (ENST, Dpt. COMELEC, CNRS URA 820, 46 rue Barrault, 75634 Paris, France)

L. Goldberg (Keopsys Inc., 10777 Main Street 320, Fairfax, Virginia 22030, USA)

## References

- 1 PASK, H.M., *et al.*: 'Ytterbium-doped silica fiber lasers: versatile sources for 1–1.2  $\mu\text{m}$  region', *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 1995, **2**, (13)
- 2 PASCHOTTA, R., *et al.*: 'Power amplifier for 1083 nm using ytterbium doped fibre', *Opt. Commun.*, 1997, **136**, pp. 243–246
- 3 PASCHOTTA, R., *et al.*: 'Ytterbium-doped fiber amplifiers', *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**, (7),
- 4 GOLDBERG, L., KOPLow, J.P., and KLINER, D.A.V.: 'Highly efficient 4 W Yb-doped fiber amplifier pumped by a broad-stripe laser diode', *Opt. Lett.*, 1999, **24**, (24), pp. 673–675
- 5 DESURVIRE, E.: 'Erbium-doped fiber amplifiers—principles and applications' (Wiley Interscience, John Wiley & Sons, New York, 1994)
- 6 JAOUËN, Y., *et al.*: 'Output pulse distortion due to stimulated Brillouin scattering in high power  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  double-clad fiber amplifier'. OFC'03, Atlanta, CA, USA, March 2003, Paper FB6
- 7 AGRAWAL, G.: 'Non linear fiber optics' (Academic Press, 1989)

G. TASTEVIN<sup>1,✉</sup>  
S. GROT<sup>2</sup>  
E. COURTADE<sup>1,\*</sup>  
S. BORDAIS<sup>2</sup>  
P.-J. NACHER<sup>1</sup>

# A broadband ytterbium-doped tunable fiber laser for <sup>3</sup>He optical pumping at 1083 nm

<sup>1</sup> Laboratoire Kastler Brossel\*\* 24 rue Lhomond, 75231 Paris cedex 05, France

<sup>2</sup> Keospsys S.A., Department of Research and Development, 21 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France

Received: 29 July 2003

Published online: ■ ■ 2003 • © Springer-Verlag 2003

**ABSTRACT** Large amounts of hyperpolarized <sup>3</sup>He gas with high nuclear polarization rates are required for use in neutron spin filters or nuclear magnetic resonance imaging of human lung. Very high efficiency can be obtained by metastability exchange optical pumping using multimode lasers to excite the  $2^3S - 2^3P$  transition at 1083 nm. Broadband ytterbium-doped tunable fiber lasers have been designed for that particular application. Different options for the architecture of the fiber oscillator are presented and compared. Emphasis is given to a linear cavity configuration that includes a high reflectivity fiber mirror and a low reflectivity tunable fiber Bragg grating. Optical measurements are performed to finely characterize the spectral behavior of the lasers. Atomic response is also quantitatively probed to assess the optimal design of the oscillator for optical pumping. Multimode operation matching the 2 GHz Doppler-broadened helium resonance line and tunability over more than 200 GHz are demonstrated. Boosting the output of this fiber laser with a Yb-doped fiber power amplifier, all-fiber devices are built to provide robust, high-power turnkey sources at 1083 nm for improved production of laser polarized <sup>3</sup>He.

PACS 42.60.-v; 42.55.Wd; 32.80.Bx

## 1 Introduction

Laser-polarized <sup>3</sup>He is used in a variety of research fields, ranging from low-temperature to nuclear physics [1–3]. It has emerged in the past decade as a very promising tool for applications like the preparation of spin filters for cold neutrons [2, 4] or magnetic resonance imaging of air spaces in human lungs [5–7]. This has strongly increased the demand for production of large amounts of gas with very high nuclear polarizations and high production rates. The most efficient method of meeting both requirements is metastability exchange optical pumping (MEOP). It relies on optical

pumping (OP) of the  $2^3S$  metastable state of helium with 1083 nm resonant light [8, 9]. Large nuclear polarizations can be prepared in a low-pressure gas at room temperature within a few seconds [9, 10]. Polarization-preserving compression is performed after OP to obtain dense gas, with a choice of possible schemes depending on the targeted application [11–13]. Home-built 1083 nm light sources [1, 14] have now been replaced by commercial lasers [10, 15–17]. Their development may lead to improved performances and open the way to a wider dissemination of this laser-based polarization technique.

For massive production of highly polarized <sup>3</sup>He gas powerful amplifiers have been built, a progress due to the rapid development of fiber-based technology for telecommunications. They are operated in a conventional master oscillator power fiber amplifier configuration (MOPFA), with a seed laser providing the desired 1083 nm radiation (a DBR laser diode [16, 17] or a fiber laser [10]). OP rates are crucially determined by the number of atomic transitions induced per unit time, which depends both on the available power intensity and on the spectral characteristics of the laser emission. The laser cavity must hence be carefully optimized to efficiently match the spectral power distribution profile to the Doppler broadened atomic line.

The main objective of this article is to describe all-fiber 1083 nm laser oscillators specially designed for helium OP. To finely characterize their spectral characteristics and assess their performances, a series of tests and measurements is performed. Absolute OP performances are actually difficult to determine because experimental results strongly depend on the choice of operating conditions. The second objective of this article is to present in detail the basic tests performed to provide reference tools that can be used to quantitatively characterize and appropriately compare all 1083 nm sources available for helium OP. Section 2 briefly compiles the relevant features of the  $2^3S - 2^3P$  transition and describes the currently used OP schemes to specify the main laser requirements. Section 3 describes the architecture of the fiber oscillators and the performed optical measurements. Section 4 focuses on the measurements of the atomic response to the laser spectral characteristics that provide a guide to optimal design of fiber lasers tailored to OP applications.

✉ Fax: +33/1-4432-3434, E-mail: tastevin@lkb.ens.fr

\*Present address: Dipartimento di Fisica, Università di Pisa, Via Buonarroti 2, 56127 Pisa, Italy

\*\*Research laboratory affiliated with the Université Pierre et Marie Curie and with the Ecole Normale Supérieure, associated to the Centre National de la Recherche Scientifique (UMR 8552).

## 2 Metastability exchange optical pumping and laser requirements

MEOP is a polarization technique involving only helium atoms based on an indirect spin orientation process [8, 9]. Due to hyperfine coupling in the  $2^3S$  state, OP on the electronic  $2^3S - 2^3P$  transition induces partial orientation of the nuclei of the metastable atoms. Metastability exchange occurs during collisions in which an incoming metastable atom transfers its electronic excitation energy to an incoming ground state atom, leaving the outgoing ground state atom with the partially polarized nucleus.

The structure of the low-lying energy states of helium and of the  $2^3S - 2^3P$  transition at null magnetic field is indicated in Fig. 1. More details and numbers can be found in [18] and references therein. The atomic resonance lines are distributed over nearly 70 GHz, with line widths originating from various processes. The radiative decay rate of the  $2^3P$  state is  $1.02 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$ . Atomic collisions introduce a pressure-dependent contribution ( $10^8 \text{ s}^{-1}/\text{mbar}$ ). For gas confined in an OP cell, the atomic lines are strongly Doppler broadened at room temperature. The Doppler full width half maximum (FWHM)  $D$  is on the order of 2 GHz for the helium atom (at 300 K  $D = 1.98 \text{ GHz}$  FWHM for  $^3\text{He}$ , 1.72 GHz FWHM for  $^4\text{He}$ ).

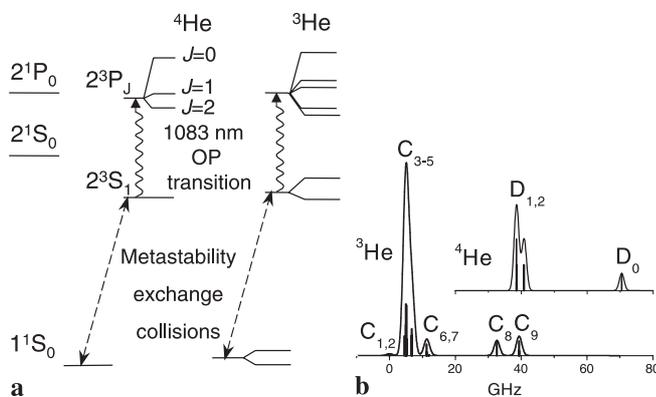
MEOP is usually performed at low helium gas pressure (around 1 mbar) with a low applied magnetic field (up to a few mT). For OP of pure  $^3\text{He}$  one advantageously uses one of the two resolved components,  $C_8$  or  $C_9$  (respectively, the  $2^3S$ ,  $F = 1/2 - 2^3P_0$  and  $2^3S$ ,  $F = 3/2 - 2^3P_0$  transitions) [9]. Isotopic mixtures may be efficiently pumped using the  $D_0$  line ( $2^3S - 2^3P_0$  transition of  $^4\text{He}$ ) [15], significantly shifted from the  $^3\text{He}$  lines. To reach these three resonance lines, the infrared pumping laser must be tunable over 40 GHz. The low applied magnetic field is required only to prevent fast magnetic relaxation and has a negligible effect on the structure of the atomic states. In particular, all Zeeman energy splittings are much smaller than the Doppler width, and the pumping light must be circularly polarized to selectively depopulate adequate sublevels and deposit angular momentum into the gas. As nuclear polarization builds up, the light absorption strongly decreases due to the depletion of the

population in the pumped atomic sublevels. Simultaneously, the absorption probability increases for light with the opposite circular polarization, so that any residual fraction of the pumping beam with that wrong circular polarization will very efficiently contribute to reducing the ultimate nuclear orientation [9, 10]. In practice, the beam polarization (and hence the optical quality of all elements along the light path including the OP cell windows) becomes especially crucial at high laser intensities. A set of high-quality polarizing cube and low-order quarterwave plate is usually inserted in front of the OP cell to get pure circular polarization. Therefore, the laser light must have a linear polarization whose long-term stability directly determines that of the effective pumping power.

Operation at high magnetic field has recently been shown to yield improved OP performances at higher gas pressure [19, 20]. The structure of the energy levels is strongly modified, and the various Zeeman sublevels are no longer degenerate. This advantageously removes the stringent constraint on the degree of light polarization for the pumping beam. However, it also substantially extends the required tunability range for the laser source, to nearly 150 GHz at 1.5 T, for instance [18].

Extensive studies of the MEOP process have been performed in sealed glass cells over the past 40 years. To populate the  $2^3S$  metastable state, a plasma discharge is sustained in the helium gas. In short, the steady state density of  $2^3S$  atoms (hence the OP light absorption and angular momentum deposition rates in the gas) increases with the plasma intensity. Yet various operating conditions (gas purity, pressure, and cell dimensions) may set limits on the actual  $2^3S$  lifetime and density. The discharge also introduces substantial nuclear relaxation due to collisions in the highly excited states, emission of circularly polarized fluorescence light by the plasma [21], or formation of metastable  $\text{He}_2$  molecules at high pressures (a process enhanced at high laser powers due to massive promotion of He atoms to the  $2^3P$  state, where the cross section to produce these  $\text{He}_2$  molecules is 100 times larger than in the  $2^3S$  state [22]). The most favorable plasma conditions, leading to highest polarizations but slow pumping rates, are usually found for weak discharges in a very pure He gas at low pressure for transverse cell dimensions on the order of a few centimeters. Indeed, the actual optimal plasma and pressure also depend on OP cell shape and size (e.g., due to radiation trapping) as well as on OP laser power and spectral characteristics [10].

The optimal operating conditions have recently been revisited due to the development of applications where large quantities of highly polarized  $^3\text{He}$  gas are needed. Most current schemes are based on gas flow through one or several OP cells, where it gets optically pumped at low pressure and at mT magnetic field, and on accumulation of compressed polarized gas in appropriate storage vessels [11, 12, 23]. Cell dimensions, materials, and gas flow rates are optimized to achieve the best efficiency with the available laser source, which usually results from a tradeoff between high nuclear polarizations and fast production rates. In addition, actual OP conditions may not be ideal (gas purity, for instance, is never as high as in carefully prepared sealed cells). Taking into account the finite transit time of the atoms in the OP cell, pressure, atomic transition line, and discharge intensity are also often selected



**FIGURE 1** **a** Low energy states of the He isotopes used for MEOP. **b** Isotopic shift and fine and hyperfine structure of the  $2^3S - 2^3P$  transition lead to a 70 GHz frequency spread at null magnetic field

to shorten the OP time. In all cases, the latter decreases at high photon fluxes, leading to improved performance when powerful lasers are available. The need for very high laser output powers is further increased by the rapid development of polarized  $^3\text{He}$  applications, which requires either upscaling the existing gas polarizers or significantly improving the overall production rates to meet the growing demand for polarized gas.

MEOP is a very efficient and fast process. It typically yields two polarized nuclei per absorbed photon at 1083 nm, but this efficiency is reduced at high nuclear polarizations [10]. Therefore, a strong increase in laser power is required to slightly improve the steady state nuclear polarization close to the limit set by the intrinsic nonlinear effects in OP [9].

To remain efficient at high laser powers and minimize line saturation effects, OP must involve the largest possible number of  $2^3\text{S}$  atoms, i.e., optimally interact simultaneously with all velocity classes. A singlemode laser is absorbed by atoms from a single velocity class whose pressure-broadened line width  $\delta$  determines the fraction of  $2^3\text{S}$  atoms actually in resonance with the laser:  $X_s = \delta/D$  (typically 1% at 1 mbar for pure  $^3\text{He}$  gas at room temperature). The per-atom photon absorption probability (proportional to the power density, i.e., the light intensity per unit area) is equal to the spontaneous emission rate for a critical laser power density  $\mathcal{P}_{\text{crit.}} = 2\omega^3 \hbar D X_s / 3\sqrt{\pi} c^2 T_{ij} = 0.277 X_s / T_{ij}$  ( $\text{W}/\text{cm}^2$ ), where  $\omega$  is  $2\pi$  times the resonance frequency and  $\hbar/2\pi$  times the Planck constant,  $c$  is the velocity of light, and  $T_{ij}$  is the transition matrix element between the relevant atomic sublevels  $i$  and  $j$  [9]. It is on the order of  $10 \text{ mW}/\text{cm}^2$  for a circularly polarized singlemode laser ( $X_s = 1\%$ ) tuned to the  $\text{C}_8$  line ( $T_{ij} = 0.29$ ) and  $1 \text{ W}/\text{cm}^2$  for a broadband laser emitting over the entire Doppler line width ( $X_s = 1$ ). A more quantitative description of the impact of optical saturation on the OP dynamics can be derived from a realistic and detailed model of the OP process and from computer calculations taking into account the spectral and geometric features of the laser beam [10]. A single phenomenological parameter ( $X_s$ ) is used to specify the spectral coverage between the laser and Doppler profiles. This parameter is determined mainly by the laser line width and mode structure. Collisional redistribution between velocity classes also plays a role [18], but it is only crudely taken into account for the numerical simulations [10]. Attempts to accurately reproduce saturation profiles measured for narrowband laser sources bring to light the need to improve such input parameters and maybe also to include other effects like radiative broadening of resonance lines (at high laser powers) [24]. For a highly multimode laser, an optimal spectral coverage is expected to exist: on the one hand the number of atoms significantly excited by resonant light within the Doppler profile increases with the laser line width; on the other hand the laser efficiency decreases for an excessively broad emission spectrum due to reduced absorption rates in the wings of the Doppler atomic line. Assuming, for instance, a continuous Gaussian laser frequency distribution of width  $L$ , the fraction of atoms submitted to more than half the incident power varies as  $\text{erf}(\sqrt{\ln(2)}L/D)$ ; it starts growing almost linearly with  $L/D$  and then rises more slowly, exceeding 90% for  $L/D > 1.4$ . In contrast, the ratio of the total absorbed

laser power to the incident one scales like  $1/\sqrt{1+L^2/D^2}$ ; it becomes, for instance, less than 50% for  $L/D > 1.7$ . Therefore, the optimal coverage may be qualitatively inferred to lie around  $L \simeq D$ .

In summary, the OP rates basically depend on the number of atomic transitions induced per unit time, i.e., the light absorption rate, which in turn depends on the available power intensity but also on the spectral characteristics of the laser emission. Nevertheless, a large number of operating conditions (pressure, cell dimensions, discharge intensity, gas purity, gas flow rate, etc.) play a role in the OP process, simultaneously and in an intricate way. It is thus very difficult to assess the efficiency of a particular laser source in terms of absolute OP performances. One way out may be the comparison of different types of laser sources under the same conditions [25]. But the variety of experimental parameters that need to be controlled and the difficulty encountered in obtaining identical beam divergences and intensity profiles for lasers require considerable effort. The choice of operating conditions may also be critical, either to emphasize the relevant differences between the lasers or to test the sources in a configuration suited for a particular application. A different approach is presented in this article, which focuses on the laser spectral characteristics relevant to MEOP of  $^3\text{He}$ . The selected protocols provide conclusive results that hardly depend on the experimental conditions. Detailed information on the fiber laser line width and mode structure is obtained from purely optical measurements. Further characterization with very basic equipment is provided by tests of the atomic response on the  $2^3\text{S} - 2^3\text{P}$  transition at null nuclear polarization, which do not involve the intricate OP process.

### 3 Architecture and operation of the fiber lasers

#### 3.1 Tunable 1083 nm fiber lasers

Different laser sources have been used to optically pump  $^3\text{He}$  gas: DBR semiconductor lasers [15, 26] and arc lamp pumped Nd:LNA lasers [27]. Good results have been obtained with home-built multimode LNA lasers [1, 14, 28]. Wide dissemination and use outside the laboratory environment has, however, been hindered due to inherent drawbacks and difficulties: modest provision and commercial availability of high-quality crystal rods, limited output power (5–8 W due to severe thermal lensing effects that induce frequent rod breaking), low wall-plug efficiency, and need for routine cleaning and realignment of the open-air laser cavity optics. The emergence of fiber technology has allowed the development of powerful light amplifiers (delivering tens of watts) and novel laser sources in the near infrared region. Fiber lasers involving an external cavity in Littrow configuration have recently been demonstrated to provide good efficiency and wide tunability range [29]. However, as explained in the previous section, narrowband emission sources are not well suited for OP purposes.

Powerful broadband all-fiber lasers are therefore developed for OP of  $^3\text{He}$ . They are based on the convenient MOPFA configuration. The master oscillator is a low-power fiber laser designed for tunable, multimode emission at 1083 nm with a spectral range on the order of 1–2 GHz. A large output power is provided by a power booster that

can be separately optimized for maximal output efficiency. With adequate optical isolation between the two parts and operation of the power amplifier in the saturated regime, the spectral characteristics of the whole setup are those of the master oscillator. Both the master oscillator (characterized in this work) and the power amplifier (described in detail in [30, 31]) take advantage of the high gain provided by ytterbium-doped double-clad fibers (DCF) pumped by broad-stripe laser diodes.

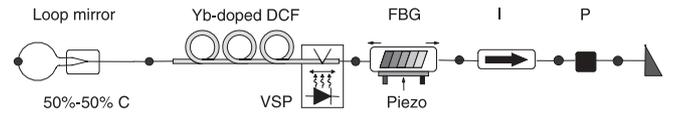
A comprehensive introduction to the capabilities of Yb-doped fiber lasers can be found, for instance, in [32]. The  $\text{Yb}^{3+}$  ion advantageously exhibits large absorption cross sections in the 915–925 nm range and a more important one around 975 nm, where low-cost powerful laser diodes are commercially available for pumping. In a Ge co-doped silica matrix, transitions between sublevels of the ground  $^2F_{7/2}$  and excited  $^2F_{5/2}$  states result in two main emission lines: a narrow intense one at 975 nm and a broad one extending between 1 and 1.2  $\mu\text{m}$ . DCFs are preferred for high-power operation, the large inner cladding allowing propagation of the multimode pump beam around the doped active core and multiple crossing across it. Continuous wave (CW) operation with output powers exceeding 110 W has been demonstrated using DCF [33].

### 3.2 The fiber oscillators

The architecture of the fiber laser oscillator is based on a Fabry–Pérot (FP) linear cavity closed by a high reflectivity fiber mirror and a tunable fiber Bragg grating (FBG). The gain section consists of a Yb-doped DCF pumped by a 975 nm laser diode (absorption: 0.9 dB/m) using the V-groove side pump technique (VSP: the pumping light is launched through imbedded V-grooves formed directly in the DCF inner cladding and is totally reflected on the fiber side wall, yielding up to 90% coupling efficiency [34]). The doped fiber length is about 3.5 m; it is not optimized in terms of output power and pump absorption in this work. Inside the protective polymer outer cladding, the inner glass cladding is about 200  $\mu\text{m}$  in diameter with a numerical aperture of 0.45 and a star shape profile to ensure efficient mode mixing and high absorption of the pump light in the doped area. A pair of all-glass silica fibers, singlemode at 1  $\mu\text{m}$ , are spliced at both ends of the DCF to allow connection to the other fiber optical components.

The tunable FBG, used for frequency discrimination, serves as a low transmission output mirror for the laser cavity. The two key characteristics of the FBG are thus the FWHM of its operating range and the reflectivity. They both play an important role in setting the laser power and line width and must be optimized and controlled. The tunable FBG is thermally isolated and temperature regulated to stabilize the laser frequency. Piezoelectrical control of mechanical strain applied to the grating allows fine-tuning of the laser frequency to the helium resonance lines.

Figure 2 displays the architecture of a fiber oscillator in which a loop mirror is used to close the FP linear cavity. Fiber loop reflectors are easily fabricated and exhibit large reflectivities (50%–75%) over a broad frequency range [35]. The selective tunable FBG is spliced at the output end of the cav-



**FIGURE 2** 1083 nm tunable broadband fiber oscillator. The linear laser cavity includes a fiber loop mirror formed by splicing the two ends of a 50%–50% coupler (C), a Yb-doped DCF, and a selective FBG with piezo-control. An isolator (I) and a fiber polarizer (P) are fusion-spliced (solid dots) before the output angle polished connector (APC). V-groove side pumping (VSP) of the fiber is performed at 975 nm

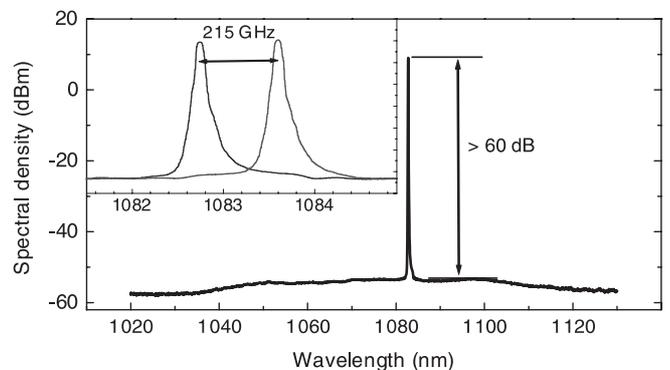
ity. It directly controls both the operation frequency and the FWHM of the laser.

The operation of that loop mirror oscillator is hereafter fully characterized. Subsequent comparison is made with another fiber oscillator based on the same FP linear cavity architecture, where the loop mirror is replaced by a high reflectivity FBG to fully optimize the laser for OP applications (see Fig. 12 in Sect. 4, which depicts both this second oscillator and the power amplifier used to build the complete all-fiber MOPFA laser). The two fiber oscillators differ mainly by their temporal and spectral behavior.

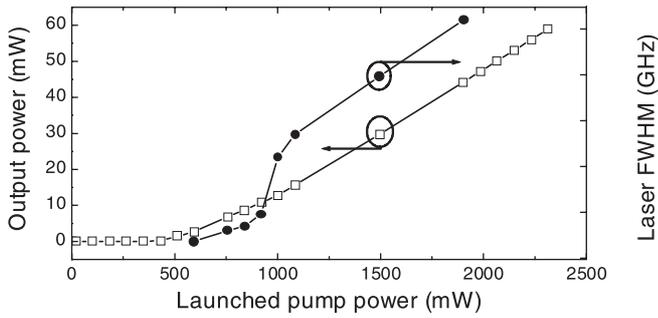
### 3.3 Operation of the loop mirror oscillator

The optical spectrum of the loop mirror oscillator is shown in Fig. 3. The emission range of the oscillator duly meets the laser requirements. It includes the whole  $^3\text{He}$  and  $^4\text{He}$  absorption spectrum (0.275 nm broad, starting at 1082.908 nm in air for  $D_0$  at null magnetic field). Piezocontrol of the FBG actually allows fine tuning of the laser over 0.8 nm, i.e., more than 200 GHz (Fig. 3, insert). Therefore, all components of the  $2^3S - 2^3P$  transition can be reached, even for OP in a 1.5 T applied magnetic field, as indicated in Sect. 2.

The loop mirror oscillator delivers up to 60 mW for a launched pump power  $P_{\text{pump}} = 1900$  mW, with a laser threshold around  $P_{\text{pump}} = 500$  mW (Fig. 4, open squares). A polarization-independent isolator protects the oscillator from accidentally back-reflected light during operation. Linear polarization is achieved by a fiber polarizer spliced at the end of the laser cavity (extinction ratio > 20 dB). These two components induce a total 3 dB loss, taken into account to determine the power actually delivered at the output of the tunable FBG in Fig. 4.



**FIGURE 3** Optical spectrum of the loop mirror oscillator (resolution: 0.07 nm). *Insert:* Fine tuning to the He lines is achieved by piezocontrol of the selective FBG



**FIGURE 4** Output power (*open squares*, left vertical axis) and bandwidth (*solid dots*, right vertical axis) measured for the loop mirror oscillator. An abrupt FWHM increase occurs above  $P_{\text{pump}} = 920$  mW

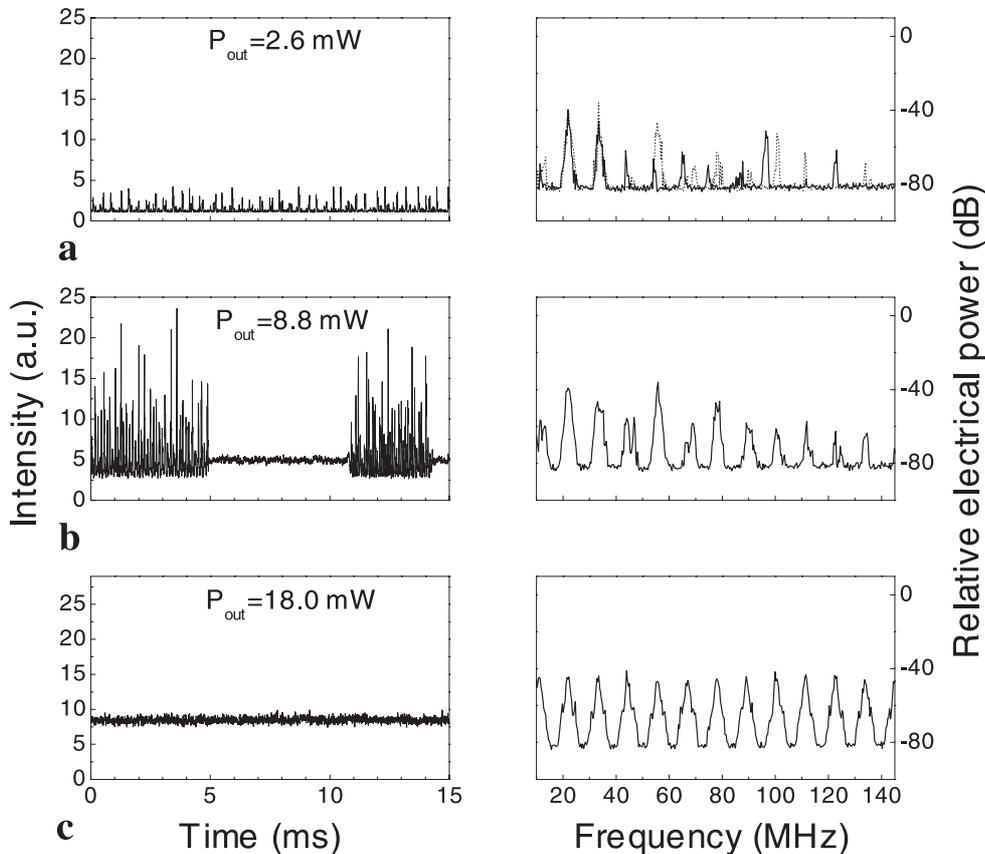
The average spectral bandwidth (Fig. 4, solid dots) is measured using a FP analyzer (an air gap etalon whose cavity length is piezomodulated at low frequency) with typically 10 GHz free spectral range (FSR) and 80 finesse. The laser modes are not resolved, the laser cavity FSR being in the MHz range. Substantial FWHM broadening is observed when the pump power is increased. An abrupt change in FWHM occurs above  $P_{\text{pump}} = 920$  mW in the absence of any correlated modification of the laser output power.

### 3.4 Temporal behavior and mode structure

Intensity noise (IN) measurements are performed for the loop mirror oscillator described in Fig. 2 using a photo-

diode with 700 MHz bandwidth connected to both a fast digital oscilloscope and an electrical spectrum analyzer (ESA). Figure 5 displays time variations of the output intensity and frequency spectra obtained at three pump powers ( $P_{\text{pump}} = 593, 839,$  and  $1167$  mW). The frequency resolution (1 MHz) does not allow for the characterization of the frequency and repetition rate of the relaxation oscillations in the self-pulsing regime (see below and [30, 31, 37]). The peaks seen on the ESA output traces result from longitudinal modes emitted under the laser line width envelope beating together. This intermodal beat signal provides access to the number and frequency splitting of the modes emitted on the probed time scale.

Three main types of behavior can be distinguished as the pump power is increased. The first one is observed near laser threshold (e.g., Fig. 5a:  $P_{\text{pump}} = 593$  mW, laser FWHM 1.2 GHz). The laser operates spontaneously in self-pulsing regime, delivering series of pulses of sometimes relatively high peak power. This behavior is thus potentially harmful in view of subsequent high-power amplification. The corresponding IN spectra only include beat frequencies below 150 MHz. Their statistical analysis shows that only peaks up to 40 MHz are always present, a few extra ones randomly appearing at frequencies that are other integer multiples of the FSR of the laser cavity. The second type of behavior (e.g., Fig. 5b:  $P_{\text{pump}} = 839$  mW, laser FWHM still below 1.5 GHz) is characterized by emission of intense light pulses alternating in time with CW light emission. In this case, intermodal beat frequencies are regularly and permanently distributed under



**FIGURE 5** Time variations (*left graphs*) and frequency spectra (*right graphs*) of the laser intensity for the loop mirror oscillator. **a**  $P_{\text{pump}} = 593$  mW; self-pulsing regime, with only a few emitted modes. The *dotted line* added in the *right graph* is a spectrum obtained from another randomly triggered single-shot recording (see text). **b**  $P_{\text{pump}} = 839$  mW; unstable regime, switching between pulsed and CW operation. **c**  $P_{\text{pump}} = 1167$  mW; stable regime, with CW and highly multimode operation. The output powers of the oscillator are indicated in the *left graphs* ( $P_{\text{out}}$ )

a typically 150 MHz-wide envelope. The third and last type of behavior (e.g., Fig. 5c:  $P_{\text{pump}} = 1167$  mW and above) corresponds to a stable regime with a nonzero power continuously emitted, even on the probed atomic lifetime scale (0.1  $\mu\text{s}$ ). A very large number of modes simultaneously exist inside the cavity: the IN spectrum is a comb of peaks with uniform frequency splitting (the cavity FSR) extending over the whole instrument-limited detection bandwidth (the laser FWHM has jumped over the sharp discontinuity seen in Fig. 4 and is in that regime significantly larger than 2 GHz).

Strong nonlinear effects are known to occur in high-gain rare-earth-doped fibers. The high powers supported by the Yb-doped DCFs can lead to instabilities or huge intensity fluctuations due to distributed backscattering effects that are exacerbated in the linear cavity configuration [36, 37]. Substantial variations of the laser bandwidth with pump power have been previously reported [38], and intensity fluctuations as well as changes of the mode structure investigated [37], for Yb-doped fiber lasers in Littrow configuration. These dynamical behaviors are reminiscent of those obtained in Er-doped fiber lasers [39, 40], but their exact physical origin in Yb-doped fibers may not be yet fully established [30–32, 37]. Self-pulsing has been demonstrated to be dependent on passive cavity losses and favored at high losses [30, 31, 41]. The loop mirror used in the oscillator cavity has an intrinsic loss on the order of 1 dB and the reflectivity of the FBG is optimized. However, significant losses may be due to technical difficulties encountered in achieving quality splices between the Yb-doped DCF and the pure silica fiber used for the junctions. Polarization-dependent losses induced by the loop mirror are also expected to contribute to the occurrence of the self-pulsing regime. With the loop mirror oscillator, similar  $P_{\text{pump}}$  threshold values are observed for the changes of mode structure and temporal dynamics and for the variations of average FWHM. However, the comparison of different types of linear cavity lasers indicates that it may well be fortuitous [30, 31].

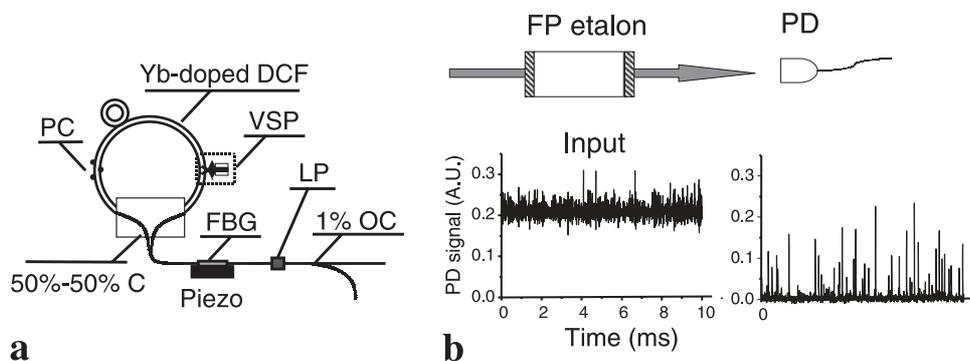
It is worth noting the correlation observed for this loop mirror oscillator between temporal behavior and mode structure: self-pulsing behavior and a limited number of emitted modes (Fig. 5a), or stable intensity and multimode operation (Fig. 5c). In contrast, a different fiber oscillator based on a ring laser cavity (Fig. 6a) exhibited stable output power but quasisinglemode structure [24]. For that ring cavity laser (1.64 GHz FWHM) no ESA measurements had been performed. But on the one hand the laser intensity had been monitored using

a fast photodiode (response time well below 1  $\mu\text{s}$ ) and was indeed stable in time (left graph in Fig. 6b). On the other hand the light transmitted through a FP etalon with fixed length, FSR 1.5 GHz and spectral bandwidth 15 MHz (i.e., comparable to the  $2^3S - 2^3P$  radiative line width in the presence of collisions in a 1 mbar cell), was discontinuous (right graph in Fig. 6b). Nonzero transmitted intensities could be observed only for very short periods of time (6.7  $\mu\text{s}$  on average, with 0.2  $\mu\text{s}$  rise time and 0.2–0.5  $\mu\text{s}$  fall time at 1/e), separated by long periods of null transmission (215  $\mu\text{s}$  long on average). Assuming a large mode jitter over the observed 1.64 GHz FWHM to result in random coincidence of the mode frequencies with the transmission bandwidth of the FP etalon, statistical analysis of repeated measurements led to the conclusion that only three or four laser modes were simultaneously emitted. This was confirmed later by a low saturation threshold in light absorption measurements (method and meaning described in Sect. 4) and explains the moderate OP performances of this ring laser despite its proper FWHM and CW operation [24].

Therefore, the same FP filter is used with the loop mirror oscillator to perform similar tests, for comparison and cross check with the ESA measurements. CW light is indeed transmitted above  $P_{\text{pump}} \simeq 1300$  mW, suggesting truly multimode laser operation on the relevant atomic time scale (0.1  $\mu\text{s}$ ) in the stable regime. In contrast, in the self-pulsing regime light is seldom emitted in the FP spectral transmission bandwidth, and the average durations of the null-transmission periods typically vary from 1 ms close to laser threshold to 0.1 ms at  $P_{\text{pump}} = 760$  mW, for instance. These observations fully confirm the conclusions drawn from the above-described IN measurements.

### 3.5 Mode dynamics

The comparison between the IN spectra and the measured FWHM of the loop mirror oscillator suggests that in the self-pulsing regime the measured broad laser bandwidth results from very large mode jitter inside the cavity. To confirm this and to directly observe the mode dynamics, we observe the time variation of the beat signal between the fiber oscillator output and that of a singlemode 1083 nm DBR diode (50 mW output power, 3 MHz bandwidth [15]). To conveniently tune the two lasers to one another to less than 1 GHz, a fluorescence signal from a sealed  $^3\text{He}$  cell is used.



**FIGURE 6** **a** Ring cavity 1083 nm fiber oscillator (1.64 GHz FWHM) tested in [24]. PC: polarization controller, LP: linear polarizer, (O)C: (output) coupler. **b** *Top*: Experimental setup used for time-resolved spectral analysis, including an FP etalon (1.5 GHz FSR, finesse: 100) and a fast photodiode (PD). *Bottom*: Time variations of the input and output PD signal obtained, respectively, without and with the FP etalon along the laser beam (solid arrow in top part of figure)

Figures 7b to 7d display power spectra obtained by fast Fourier transform of single-shot digital recordings (duration: 0.1  $\mu\text{s}$ , 5 ms, and 0.1 s, respectively) of the signal delivered by a fast photodiode located on the path of the two superimposed beams. The DBR diode is operating at fixed frequency (typically a few hundred MHz away from the central frequency of the fiber oscillator) and the oscillator is used at low pump power ( $P_{\text{pump}} = 593 \text{ mW}$ , self-pulsing regime). For comparison, a spectrum obtained without the DBR diode beam (recording time: 0.1  $\mu\text{s}$ ) is shown in Fig. 7a. The low-frequency parts of the heterodyne IN spectra (DBR diode plus fiber oscillator) in Figs. 7b to 7d are identical to those obtained with the fiber oscillator alone (homodyne autocorrelation spectrum) using the same setup (Fig. 7a) or using the ESA (see Fig. 5a). As detailed in the previous subsection, they correspond to the intermodal beat signal of the fiber oscillator. At higher frequencies, series of peaks appear that correspond to the beat signal of the diode and the oscillator. Frequency splittings are here again set by the fiber cavity FSR. Only one comb of beat peaks appears at very short recording times (Fig. 7b). Repeated measurements demonstrate that close to laser threshold a very small number of contiguous modes are indeed emitted on the atomic time scale (0.1  $\mu\text{s}$ ). On the one hand the central frequency of this comb of beat peaks is observed to change from shot to shot, randomly located within the detection bandwidth (on the order of 1 GHz). The frequency stability of the DBR diode is checked by the observation of the beat signal between two different DBR diodes in the same experimental conditions. The time variations of the beat frequencies are thus attributable to the oscillator only. On the other hand the spectra of single-shot recordings taken on much longer time scales (several milliseconds or more) display a continuous comb of beat peaks extending beyond 1 GHz (see Fig. 7d). Both observations confirm that a large jitter of a small number of modes is responsible for the large average oscillator FWHM measured with the modulated FP

etalon in the self-pulsing regime. They also indicate that for He atoms the laser would appear as quasisingle mode despite this broad apparent optical spectrum.

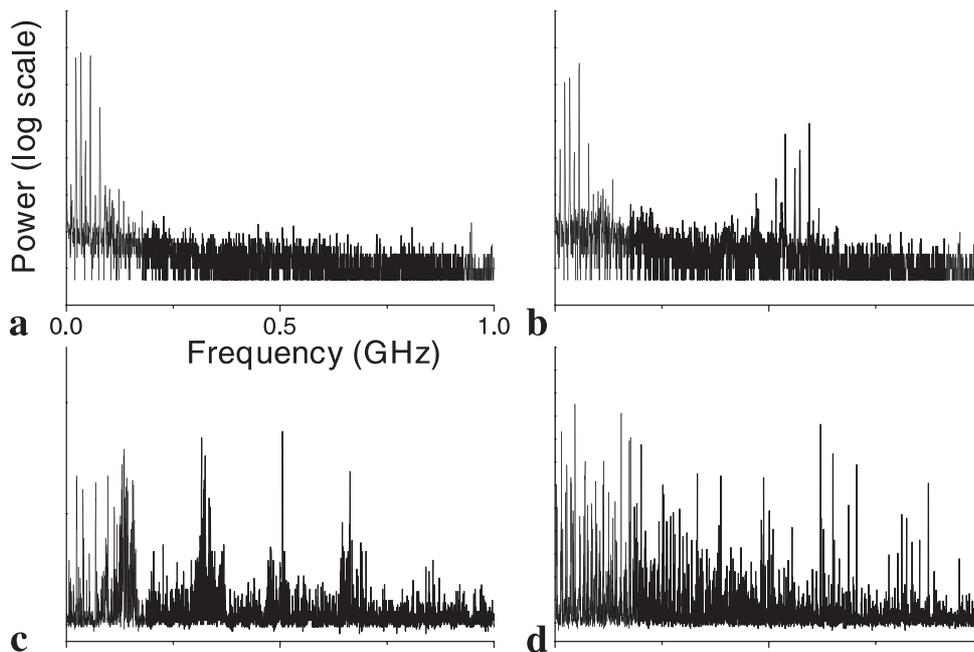
Away from the laser threshold, the number of modes beating with the diode increases with the pump power. Broadband ( $\geq 1 \text{ GHz}$  FWHM) multimode operation on the atomic time scale is observed in the stable regime. However, no further information can be obtained at high  $P_{\text{pump}}$  due to the limited detection bandwidth in this experiment.

Finally, the observed temporal behavior, mode structure, and dynamics are checked to remain totally unchanged when the output of the laser oscillator is launched into a saturated fiber power amplifier, as expected.

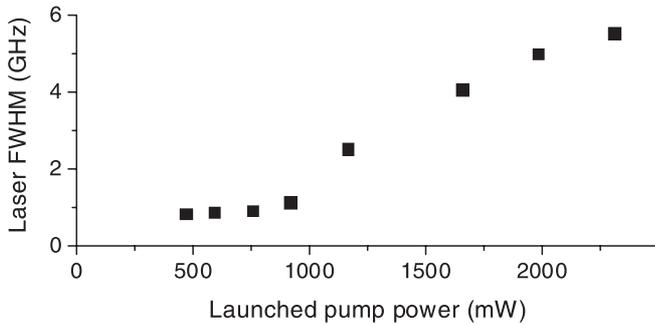
## 4 Atomic response to laser characteristics

### 4.1 Line width measurements

Unsophisticated but accurate measurements of the laser average FWHM can be achieved using a sample of  $^3\text{He}$  gas. The piezocontrol is used to sweep the oscillator frequency over the  $C_8$  and  $C_9$  lines. Fluorescence light (or laser absorption) at null nuclear polarization is monitored using a photodiode to extract the resonance line width for a weak probe beam intensity. Power densities well below a few  $\text{mW}/\text{cm}^2$  are needed to avoid saturation (see next subsection). When circularly polarized light is used, a strong local field inhomogeneity must be imposed on the He cell to prevent nuclear polarization buildup, which would significantly alter the line profiles [18]. At high laser intensities finite orientation can still be produced in the metastable state despite strong nuclear relaxation in the ground state (overpolarization of the  $2^3S$  atoms [10]), and the best way to avoid OP effects is to use linearly polarized light. In any case, the measured relative amplitudes of the two resonance peaks must correspond to the known ratio of the  $C_8$  and  $C_9$  line intensities (1.284 at very low magnetic field). Absolute calibration of the fre-



**FIGURE 7** IN spectra of the loop mirror oscillator beam alone (a) or superimposed with that of a DBR diode (b–d), in the self-pulsing regime ( $P_{\text{pump}} = 593 \text{ mW}$ ). All plots have identical frequency span, 1 GHz full scale. a and b 0.1  $\mu\text{s}$  recording time. The autocorrelation spectrum of the oscillator (a) also appears in b at low frequencies. The beat signal of the fiber laser and the singlemode diode (set of peaks around 0.6 GHz in b) indicates that only a few modes are simultaneously emitted. Mode jitter is evidenced by the broad spread of the beat peak frequencies as the recording time increases (c: 5 ms, d: 0.1 s)



**FIGURE 8** FWHM of the loop mirror oscillator obtained from  $C_8$  and  $C_9$  resonance linewidth measurements

quency scale is provided by the hyperfine splitting between  $C_8$  and  $C_9$  (6.74 GHz). The experimental resonance line width results from the convolution of the atomic Doppler profile with the spectral envelope of the laser.

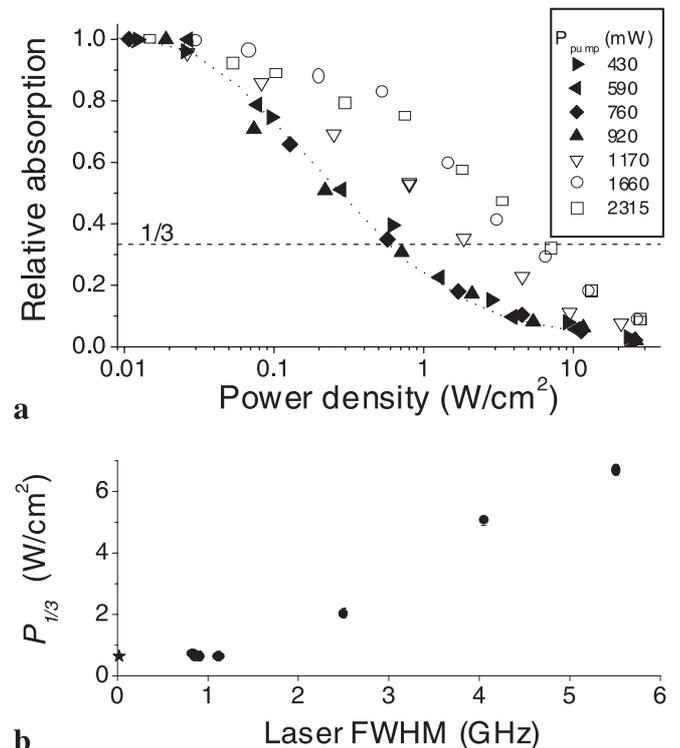
Recorded signals are very well fit by a set of two Gaussians of FWHM  $D_{\text{exp}}$ , which indicates that the laser spectral profile is actually very close to Gaussian [30, 31]. The laser FWHM  $L$  is thus given by  $L^2 = D_{\text{exp}}^2 - D^2$ . Figure 8 displays the obtained laser FWHMs as a function of the pump power for the loop mirror oscillator. The measured variation is in good qualitative agreement with the behavior discussed in Sect. 3 (little change up to  $P_{\text{pump}} = 920$  mW, then abrupt broadening and linear increase above  $P_{\text{pump}} = 1100$  mW). The noticeable quantitative difference (20%–30%) between these FWHM results and those obtained with the FP analyzer (Fig. 4, solid dots) mainly arises from the fact that the two measurements are not performed in the same frequency range. Indeed, over the 200 GHz broad tuning range, the operating conditions of the laser cavity vary due to changes in the loop mirror reflectivity [35]. The influence of the mirror characteristics on the laser FWHM is analyzed and discussed in more detail in [30, 31]. Experimentally, using the piezomodulated FP analyzer to monitor the laser FWHM (see Sect. 3), we actually observe changes on the order of 20% with operating frequency between the extreme limits of the tuning range of the loop mirror oscillator. The amplitudes of these FWHM changes depend on how close to threshold the laser is operated. Therefore, for OP applications the laser should be kept working in stable operating conditions and precisely characterized at the atomic frequency used to polarize the gas.

#### 4.2 Absorption measurements

Absorption measurements provide quantitative information on the actual fraction of light that can be used for efficient OP of the atomic nuclei. Laser absorption is measured as a function of the incident power density for the oscillator tuned to the  $C_9$  resonance line, in a sealed cell (5 cm long, 5 cm in diameter) filled with 1.6 mbar of ultrapure  $^3\text{He}$  gas. To perform accurate comparison between several operating conditions of the laser cavity, measurements are performed successively with identical discharge conditions to keep the  $2^3\text{S}$  number density constant. The same basic equipment is required, except that a lock-in amplifier advantageously improves the signal-to-noise ratio at low laser powers. As the laser power is varied, care is taken to keep the photodiode op-

erating at nearly constant output level (using attenuators) to avoid possible biases due to saturation or nonlinear response of the device. The gas is also always maintained at null nuclear polarization. The laser beam with Gaussian transverse intensity profile is expanded and a diaphragm of known open area is inserted to select a small central fraction of the collimated beam. Over the probed section the radial variation of the laser power has been checked not to exceed a few percent, so that the (quasi)uniform power densities are precisely determined from absolute power measurements. To reach strong optical saturation of the gas sample and to complete the investigations close to laser threshold, a 0.5 W fiber amplifier is used to boost up the light power delivered by the laser oscillator.

The relative absorption data plotted in Fig. 9a correspond to absorption rates measured with the loop mirror oscillator for different values of the launched pump power, normalized to the maximum absorption rate obtained at very low power intensities for each  $P_{\text{pump}}$ . At low launched pump powers (solid symbols) the absorption profiles do not vary much with  $P_{\text{pump}}$ . They are quite similar to those usually obtained with a singlemode DBR diode (Fig. 9a, dotted line: data from [24], obtained in the same cell with comparable discharge conditions and measurement protocol). This confirms the conclusion drawn from the optical measurements and spectral analysis in Sect. 3 for the unstable and self-pulsing regimes. As pump power is increased, the strong decrease of absorption due to optical saturation suddenly occurs at much higher

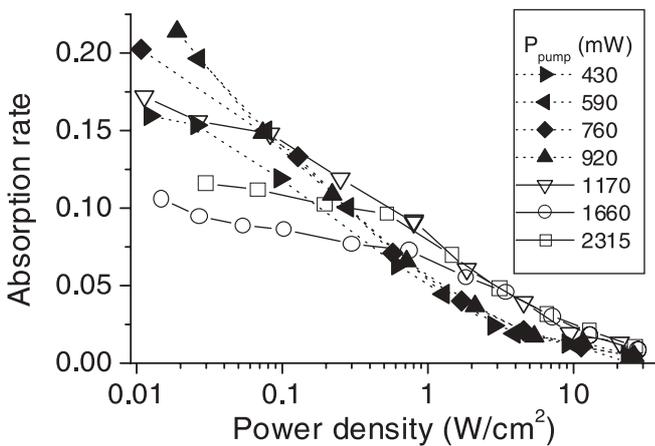


**FIGURE 9** **a** Relative absorption (see text) vs. laser power density. Symbols: Loop mirror oscillator operated at low (*solid symbols*) and high (*open symbols*) launched pump powers; 1.6 mbar  $^3\text{He}$  cell, light with circular polarization tuned on the  $C_9$  line. *Dotted line*: Singlemode DBR diode, reference absorption profile from [24]; same cell, very similar experimental conditions. **b** Saturation threshold  $\mathcal{P}_{1/3}$  (see text) vs. laser FWHM. *Solid and open symbols from Fig. 9a*: Loop mirror oscillator. *Star*: Singlemode DBR diode

power densities. This change in atomic response to laser excitation is a signature of the abrupt transition of the oscillator to the broadband multimode emission regime. At high launched pump powers (above  $P_{\text{pump}} = 920$  mW, open symbols) the relative absorptions measured for a fixed power density become significantly larger when  $P_{\text{pump}}$  is increased.

To characterize this change in behavior, we introduce the power density  $\mathcal{P}_{1/3}$ , where the measured absorption reaches 1/3 of its maximum value (dashed line in Fig. 9a).  $\mathcal{P}_{1/3}$  is plotted in Fig. 9b as a function of the loop mirror oscillator FWHM. It indeed remains almost constant up to  $P_{\text{pump}} = 920$  mW and close to the  $0.64$  W/cm $^2$  value typically obtained with the singlemode diode (solid star, Fig. 9b). It then increases quite linearly with the laser FWHM above  $P_{\text{pump}} = 1100$  mW. This sudden change of absorption saturation threshold correlates precisely with the abrupt change in spectral behavior described in Sect. 3.

A relevant quantity for the OP process is the total number of absorbed photons per second since it is the angular momentum deposition rate that determines the actual number of oriented nuclei. Absolute absorption rates are therefore plotted in Fig. 10 (same measurements performed with the loop mirror oscillator, data without normalization). At all light power densities the absorption rates are observed to vary by more than a factor of 2 over the probed range of launched pump powers. For small  $P_{\text{pump}}$  (solid symbols) the absorption rates at low laser intensities rapidly vary with power density down to  $10$  mW/cm $^2$ . They tend to increase with  $P_{\text{pump}}$ , as can be expected due to the increased number of emitted laser modes at resonance with the atoms. Differences, however, become hardly noticeable above a few hundred mW/cm $^2$ . For  $P_{\text{pump}} > 920$  mW (open symbols) saturation effects are small at very and moderately low power densities. The maximum absorption rates decrease when  $P_{\text{pump}}$  rises due to excessively large laser FWHMs (useless power emitted outside the Doppler line). At higher laser powers (above  $1$  W/cm $^2$ ) the absorption rate is nearly twice as large as that obtained at low  $P_{\text{pump}}$  because of multimode light emission by the loop

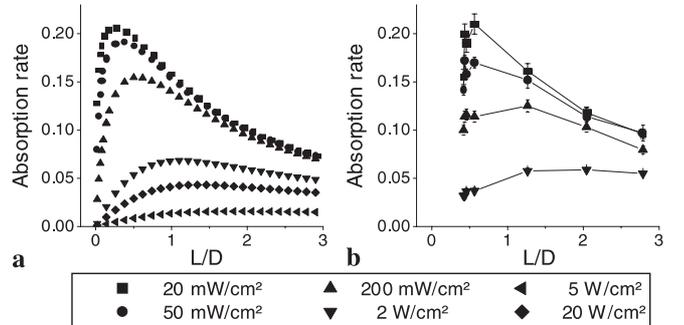


**FIGURE 10** Absorption rates vs. power densities for the loop mirror oscillator (same data sets as in Fig. 9, but without normalization to maximum values). The variations of absorption rates, and hence of laser efficiency, with launched pump powers result from changes in the number of emitted laser modes (despite identical average FWHM, *solid symbols*) or from changes in the amount of off-resonance laser power (*open symbols*)

mirror oscillator. This absorption rate is observed to be independent of  $P_{\text{pump}}$ , which means that the measured change of relative absorption and saturation threshold (Fig. 9) is exactly compensated by the effect of strongly increased FWHMs in that regime (Fig. 8). Above  $20$  W/cm $^2$  very strong optical saturation occurs regardless of the laser FWHM and operation regime (absorption rates well below 1%).

The observed modification of absorption profiles and atomic resonance line saturation rates is evidence of a strong variation of the spectral coverage between the Doppler and laser profiles under the influence of the operating conditions of the loop mirror cavity. The absorption measurements do not provide as many details on the mode structure and behavior of the fiber laser as do the optical spectral measurements in Sect. 3. But they are rather easy to carry out, and the experimental data can be quantitatively analyzed to get a relevant characterization of the laser features for OP purposes.

To emphasize the influence of the laser spectral characteristics on the response of the atomic system, Fig. 11 displays the change of absorption rates with the laser FWHM for various light power densities shone onto the gas sample. Figure 11a shows the expected crossover behavior between the high and low power limits qualitatively discussed above. These results are obtained with the phenomenological OP model described in [10], using for the spectral coverage parameter  $X_s$  the rough estimate  $erf(\sqrt{\ln(2)}L/D)$  introduced in Sect. 2. The experimental data are plotted in Fig. 11b. Measurements appear to be in good qualitative agreement with the computed estimates. For  $P_{\text{pump}} > 920$  mW (data points with  $L/D \geq 1$  in Fig. 11b) we observe at the lowest power densities the expected strong absorption decrease with laser FWHM, above a maximum located somewhere below  $L/D = 0.5$ . The dominant contribution here comes from the growing fraction of off-resonance photons in the incident beam, resulting in the  $1/\sqrt{1+L^2/D^2}$  scaling discussed in Sect. 2. The location of the absorption maximum moves toward  $L/D \geq 1$  as the laser power increases, as indicated by the computations. At very high powers, absorption stops varying with the laser FWHM for  $L/D > 1$ . Relevant experimental data with  $L/D < 1$  are not available with the loop mirror oscillator. The results obtained outside the multimode regime (appearing at  $L/D < 0.56$  in Fig. 11b) have been included only to visualize the amplitude of absorption changes observed at small  $P_{\text{pump}}$ . But, as demonstrated in the previous section, the



**FIGURE 11** Absorption vs. laser FWHM  $L$  (scaled to the Doppler width  $D$ ) for various light power densities. **a** Computed results using the phenomenological OP model [10]. **b** Experimental measurements with the loop mirror oscillator (data sets extracted from Fig. 10)

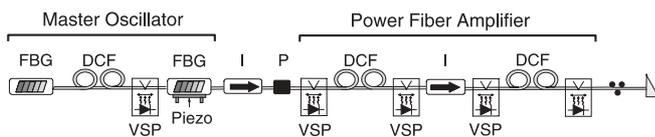
measured FWHMs (1–1.1 GHz below  $P_{\text{pump}} < 920 \text{ mW}$ ) indeed result from frequency jitter, and on their time scale the atoms actually interact with a finite set of discrete modes. This situation might tentatively be described by a set of narrow continuous distributions with increasing effective FWHMs (to account for the observed change in IN spectra envelopes with  $P_{\text{pump}}$ ). This would certainly make the low  $P_{\text{pump}}$  data delineate clear absorption maxima in Fig. 11b, with location and rounded shape closer to expectations. However, the values of these effective FWHMs are difficult to accurately assess a priori, and their meaning and relevance for further studies are questionable considering the crude description of interaction probabilities between atoms and photons in the model.

### 4.3 Laser optimization for OP applications

Data in Fig. 10 and Fig. 11 indicate that, to optimize absorption, the laser FWHM should lie somewhere between 1 and 2.4 GHz, depending on laser intensity. For OP purposes the laser intensities are usually on the order of  $1 \text{ W/cm}^2$ . Therefore, the optimal emission bandwidth should indeed be comparable to the atomic Doppler line width, as qualitatively expected from the discussion in Sect. 2. However, this FWHM range cannot be properly investigated with the loop mirror cavity oscillator due to the abrupt FWHM jump from 1.1 to 2.5 GHz (see Fig. 8) as well as the switching from quasisinglemode to truly multimode operation. The cavity configuration needs to be changed to achieve multimode operation and laser FWHM adjustable down to 1 GHz.

This is achieved with double FBG linear cavities, using a high reflectivity fiber Bragg grating instead of the loop mirror. The architecture of the double FBR oscillator is depicted in Fig. 12 (master oscillator). With that cavity configuration the threshold for the instability onset is more easily reduced since FBG mirrors have no intrinsic losses.

Optimization of the FBG characteristics turns out to be crucial for obtaining both stable multimode operation and narrow spectral bandwidth [30, 31]. The selective low reflectivity FBG mainly determines the smallest FWHM achievable in multimode operation ( $\sim 1 \text{ GHz}$ ). Most frequently, the range of launched pump powers where the double FBG oscillators exhibit unstable behavior is very small. Sometimes no self-pulsing is observed, even close to laser threshold. The FWHM of the double FBG oscillator increases with the pump power. It can thus be adjusted to optimize the OP performances of the laser. However, the pump power also directly controls the power delivered by the oscillator. Therefore, to



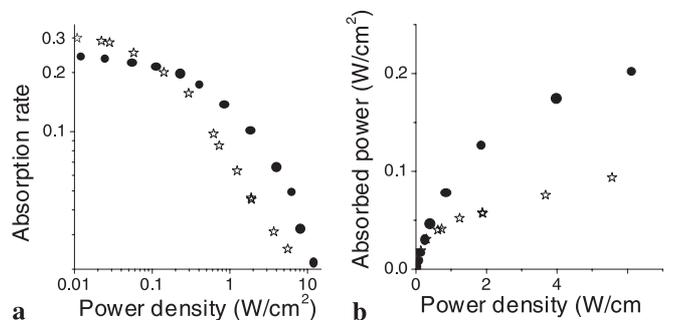
**FIGURE 12** All-fiber 1083 nm MOPFA laser optimized for MEOP applications. The dedicated fiber oscillator with double FBG linear cavity is attached to a two-stage Yb-doped DCF power amplifier. VSP: V-groove side pumping; I: optical isolator; P: polarizer; PC: polarization controller; APC: angle polished connector

use it as a master oscillator, care must be taken to get enough output power to feed into the high gain power fiber amplifier. Recently, considerable progress has been made in the processes used to imprint Bragg grating patterns onto photosensitive fibers. Quality FBGs tailored to user specifications are now available. This, combined with a better control of all loss sources inside the laser cavity (e.g., in the fiber splicings), allows for the routine building of multimode tunable fiber oscillators with adjustable FWHM between 1 and 2 GHz.

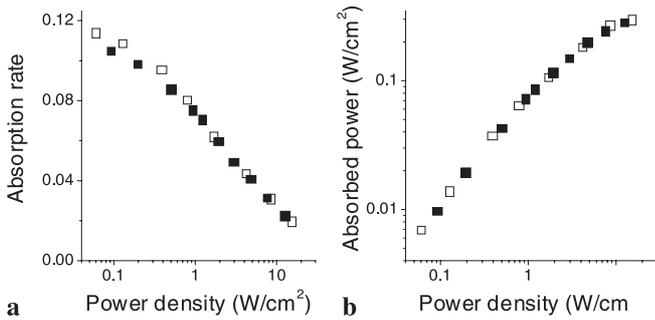
Figure 12 shows the complete structure of the dedicated all-fiber MOPFA lasers designed for operation at 1083 nm with optimized spectral characteristics in view of OP applications. The power booster is here, for instance, a 5 W fiber power amplifier with two-stage architecture. Linear polarization is required at the output fiber connector. For the user's convenience, the output fiber may be a few meters long. Polarization-maintaining fibers are available but still quite expensive.

Test measurements are performed in helium cells with a double FBG oscillator in MOPFA configuration with a single-stage 2 W fiber amplifier and two other ones with 5 W fiber amplifiers. These lasers achieve broadband multimode emission with, respectively, 1.63, 1.67, and 2.10 GHz FWHMs (measured at the He resonance wavelength).

Figure 13 displays absorption data for the 1.63 GHz FWHM fiber laser with double FBG cavity. Comparison is made with concomitant measurements performed in fully identical conditions with a singlemode laser diode. We use here the same 1.6 mbar  $^3\text{He}$  cell as that used to test the loop mirror oscillator (Figs. 10 and 11). However, for the present series of measurements the discharge is stronger, leading to more metastable atoms excited in the gas and proportionally higher absorption rates. Figure 13a shows that at the limit of very low power densities (no optical saturation) the absorption rate of the fiber laser is  $0.77 \pm 0.02$  times that of the DBR diode. This is in very good agreement with the expected decrease obtained from the convolution of the laser and atomic line profiles ( $1/\sqrt{1+L^2/D^2} = 0.772$  for a laser FWHM  $L = 1.63 \text{ GHz}$ ). Saturation occurs at high powers but clearly in a much less severe manner for the multimode laser than for the singlemode one. The measured threshold power density  $\mathcal{P}_{1/3}$  is much larger for the fiber laser ( $3.1 \text{ W/cm}^2$ ) than for the DBR diode ( $0.6 \text{ W/cm}^2$ ). As a consequence, the



**FIGURE 13** Absorption rates (a) and deposited light power densities (b) in the 1.6 mbar  $^3\text{He}$  cell, measured in identical conditions for a 1.64 GHz FWHM double FBG oscillator (solid dots) and a DBR laser diode (open stars) tuned to the  $C_9$  line



**FIGURE 14** Comparison of absorption measurements performed with 1.7 (solid squares) and 2.1 GHz (open squares) FWHM multimode fiber lasers involving double FBG cavity oscillators; 1.6 mbar  $^3\text{He}$  cell,  $C_9$  light with linear polarization

absorbed light power can be as much as twice as large for the broadband fiber laser at high power densities (Fig. 13b).

Another set of comparative measurements is performed with the two double FBG cavity oscillators in 5 W MOPFA configuration that have 1.67 and 2.10 GHz FWHMs (Fig. 14). The absorption rate measured at very low power densities is 7% larger for the 1.67 GHz broad laser than for the 2.10 GHz one (Fig. 14a). This can be explained by the more favorable presence there of a smaller bandwidth in the  $L/D \approx 1$  range due to the  $1/\sqrt{1+L^2/D^2}$  scaling. It is also in good agreement with the situation in which both FWHMs exceed the best value for maximum absorption at low power densities, as suggested by the loop mirror oscillator tests and confirmed by numerical calculations ( $L = 0.6\text{--}1$  GHz; see Fig. 11). No significant difference between the two multimode lasers is observed above  $1 \text{ W/cm}^2$ . This again matches the weak FWHM dependence of the test results and expectations at high power densities (Fig. 11). Saturation effects strongly increase above  $1 \text{ W/cm}^2$  (Fig. 14a), limiting the rise of deposited power with incident laser power at higher photon flux densities (Fig. 14b).

The typical OP power densities presently used for production of polarized gas lie between  $0.2$  and  $2.4 \text{ W/cm}^2$  [11, 12, 23, 42, 43]. Our results suggest that optimal performance should be achieved with 2 GHz-broad lasers at the upper end of that power range, while 1.2–1.5 GHz FWHMs might be preferred at the lower end. Preliminary OP measurements performed around  $1 \text{ W/cm}^2$  indicate that the nuclear polarizations obtained in a 1.3 mbar  $^3\text{He}$  cell at moderate discharge intensity are 10% higher for the 1.67 GHz FWHM laser than for the 2.10 GHz FWHM one. Further experimental work is still needed to reliably assess the optimal line width in multimode operation with respect to the OP performances in well-controlled situations. For this purpose, the double FBG cavity configuration provides the most convenient opportunity to vary the laser FWHM ad libitum, from one to a few GHz, through the control of the launched pump power. Systematic measurements are in progress, both in sealed cells and in the presence of gas flow. However, due to the variety of OP conditions to be explored, efforts to develop a predictive model based on accurate phenomenological input parameters must also be continued to provide a comprehensive overview of the expected optimal OP performances.

## 5 Conclusion

We have demonstrated and tested the operation of all-fiber tunable lasers at 1083 nm for  $^3\text{He}$  OP applications. In the linear cavity configuration, with a loop mirror and a low reflectivity fiber Bragg grating, evolution of the laser line width and mode structure with launched pump power has been observed and analyzed in detail using a variety of optical measurements. In view of OP applications, simple tests have also been presented to characterize the laser at the He wavelength on the relevant time scales. The need for a multimode light source with an FWHM matched to the atomic line width is clearly identified. It is met with the double FBG cavity fiber oscillators.

These stable multimode oscillators with 1–2 GHz spectral FWHM are now combined with power amplifiers in commercially available MOPFA devices, providing stand-alone all-fiber laser sources delivering up to 10 W output power [31]. Compact turnkey 1083 nm lasers that require no servicing from the user are attractive and convenient tools for research work. They are also ideally suited for operation outside the physics laboratories, e.g., at the clinics for onsite production of hyperpolarized gas next to the magnetic resonance imaging scanner [42]. In a higher-stage MOPFA configuration, a 1 or 2 W all-fiber MOPFA laser with double FBG oscillator can be used as a master laser to launch a more powerful fiber power booster to take full advantage of the truly multimode structure and allow very large-scale production of highly polarized  $^3\text{He}$  gas. Preliminary tests of operation at 1083 nm up to 40 W have been performed [44].

For users, precise line width specifications and identification of the ultimate physical limitations of MEOP will contribute to bringing new record  $^3\text{He}$  nuclear polarizations within reach. For laser manufacturers, the main technical challenge now lies in the cost-effective production of robust, reliable, and very powerful fiber sources for production of large quantities of polarized gas to support the wide dissemination of established applications of hyperpolarized  $^3\text{He}$  gas and the emergence of new ones [45–55].

## REFERENCES

- 1 M. Leduc: J. Phys. Colloque **51**, C6-317 (1990)
- 2 J. Becker, J. Bermuth, M. Ebert, T. Grossmann, W. Heil, D. Hofmann, H. Humblot, M. Leduc, E.W. Otten, D. Rohe, R. Surkau: Nucl. Instrum. Meth. A **402**, 327 (1998)
- 3 D. Rohe, P. Bartsch, D. Baumann, J. Becker, J. Bermuth, K. Bohinc, R. Bohm, S. Buttazzoni, T. Caprano, N. Clawiter, A. Deninger, S. Derber, M. Ding, M. Distler, A. Ebbes, M. Ebert, I. Ewald, J. Friedrich, J.M. Friedrich, R. Geiges, T. Grossmann, M. Hauger, W. Heil, A. Honegger, P. Jenneweine, J. Jourdan, M. Kahrau, A. Klein, M. Kohl, K.W. Krygier, G. Kubon, A. Liesenfeld, H. Merkel, K. Merle, P. Merle, M. Muhlbauer, U. Muller, R. Neuhausen, E.W. Otten, T. Petitjean, T. Pospischil, M. Potokar, G. Rosner, H. Schmieden, I. Sick, S. Sirca, R. Surkau, A. Wagner, T. Walcher, G. Warren, M. Weis, H. Wohlr, M. Zeier: Phys. Rev. Lett. **83**, 4257 (1999)
- 4 G.L. Jones, T. Gentile, A.K. Thompson, Z. Chowdhuri, M.S. Dewey, W.M. Snow, F.E. Wietfeldt: Nucl. Instrum. Meth. A **440**, 772 (2000)
- 5 G. Tastevin: Phys. Scripta T **86**, 46 (2000)
- 6 T. Chupp, S. Swanson: Adv. At. Mol. Opt. Phys. **45**, 51 (2001)
- 7 H.-U. Kauczor, X.J. Chen, E.J.R. van Beek, W.G. Schreiber: Eur. Resp. J. **17**, 1 (2001)
- 8 F.D. Colegrove, L.D. Scheerer, G.K. Walters: Phys. Rev. **132**, 2561 (1963)
- 9 P.-J. Nacher, M. Leduc: J. Phys. Paris **46**, 2057 (1985)

- 10 M. Leduc, P.-J. Nacher, G. Tastevin, E. Courtade: *Hyperfine Interact.* **127**, 443 (2000)
- 11 J. Becker, W. Heil, B. Krug, M. Leduc, M. Meyerhoff, P.-J. Nacher, E.W. Otten, T. Prokscha, L.D. Scheerer, R. Surkau: *Nucl. Instrum. Meth. A* **346**, 45 (1994)
- 12 P.-J. Nacher, G. Tastevin, X. Maitre, X. Dollat, B. Lemaire, J. Olejnik: *Eur. Radiol.* **9**, B18 (1999)
- 13 T. Gentile, G.L. Jones, A.K. Thompson, R.R. Rizzi, D.A. Roberts, I.E. Dimitrov, R. Reddy, D.A. Lipson, W. Gefter, M.D. Schnall, J.S. Leigh: *Magn. Reson. Med.* **43**, 290 (2000)
- 14 C.G. Aminoff, C. Larat, M. Leduc, F. Laloë: *Rev. Phys. Appl.* **24**, 827 (1989)
- 15 E. Stoltz, M. Meyerhoff, N. Bigelow, M. Leduc, P.-J. Nacher, G. Tastevin: *Appl. Phys. B* **63**, 629 (1996)
- 16 S.V. Chernikov, J.R. Taylor, N.S. Platonov, V.P. Gaponstev, P.-J. Nacher, G. Tastevin, M. Leduc, M.J. Barlow: *Electron. Lett.* **33**, 787 (1997)
- 17 R.M. Mueller: *Physica B* **297**, 277 (2001)
- 18 E. Courtade, F. Marion, P.-J. Nacher, G. Tastevin, K. Kiersnowski, T. Dohnalik: *Eur. Phys. J. D* **21**, 25 (2002)
- 19 E. Courtade, F. Marion, P.J. Nacher, G. Tastevin, T. Dohnalik, K. Kiersnowski: *Hyperfine Interact.* **127**, 451 (2000)
- 20 P.J. Nacher, E. Courtade, M. Abboud, A. Sinatra, G. Tastevin: *Acta Phys. Polonica* **33**, 2225 (2002)
- 21 M. Pinard, J. van der Linde: *Can. J. Phys.* **52**, 1615 (1974)
- 22 F. Emmert, H.H. Angermann, R. Dux, H. Langhoff: *J. Phys. D: Appl. Phys.* **21**, 667 (1988)
- 23 T.R. Gentile, D.R. Rich, A.K. Thompson, W.M. Snow, G.L. Jones: *J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol.* **106**, 709 (2001)
- 24 E. Courtade, PhD Thesis, Paris (2001); unpublished, in French; available at <http://tel.ccsd.cnrs.fr/>
- 25 T.R. Gentile, M. Hayden, M. Barlow; submitted for publication *J. Opt. Soc. Am. B* **20**, 2068 (2003)
- 26 J.S. Major, D.F. Welch: *Electron. Lett.* **29**, 2121 (1993)
- 27 J.M. Daniels, L.D. Scheerer, M. Leduc, P.-J. Nacher: *J. Opt. Soc. Am. B* **4**, 1133 (1987)
- 28 T.R. Gentile, R.D. McKeweown: *Phys. Rev. A* **47**, 456 (1993)
- 29 M. Auerbach, D. Wandt, C. Fallnich, H. Welling, S. Unger: *Opt. Commun.* **195**, 437 (2001)
- 30 S. Bordais, PhD Thesis, Rennes (2002); unpublished, in French; available at <http://tel.ccsd.cnrs.fr/>
- 31 S. Bordais, S. Grot, Y. Jaouen, P. Besnard, M. L. Flohic; to appear in *Appl. Opt.* (2003)
- 32 H.M. Pask, R.J. Carman, D.C. Hanna, A.C. Tropper, C.J. Mackechnie, P.R. Barber, J.M. Dawes: *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **1**, 2 (1995)
- 33 V. Dominic, S. MacCormack, R. Waarts, S. Sanders, S. Bicknese, R. Dohle, E. Wolak, P.S. Yeh, E. Zucker: *Electron. Lett.* **35**, 1158 (1999)
- 34 D.J. Ripin, L. Goldberg: *Electron. Lett.* **31**, 2204 (1995)
- 35 D.B. Mortimore: *J. Lightwave Technol.* **6**, 1217 (1988)
- 36 S.V. Chernikov, Y. Zhu, J.R. Taylor, V.P. Gaponstev: *Opt. Lett.* **22**, 298 (1997)
- 37 A. Hideur, T. Chartier, C. Özkul, F. Sanchez: *Opt. Commun.* **186**, 311 (2000)
- 38 M. Auerbach, P. Adel, D. Wandt, C. Fallnich, S. Unger, S. Jetschke, H.-R. Mueller: *Opt. Express* **10**, 139 (2002)
- 39 E. Lacot, F. Stoeckel, M. Chenevrièr: *Phys. Rev. A* **49**, 3997 (1994)
- 40 F. Sanchez, P. Le Boudec, P.-L. François, G. Stephan: *Phys. Rev. A* **48**, 2220 (1993)
- 41 B. Ortac, A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, G. Martel, M. Sahli, F. Sanchez: *Opt. Commun.* **215**, 389 (2003)
- 42 J. Choukeife, X. Maitre, G. Tastevin, P.-J. Nacher: *Proc. Int. Soc. Mag. Reson. Med.* **11**, 1391 (2003)
- 43 J. Schmideskamp, A. Deninger, M. Ebert, W. Heil, S. Hiebel, E.W. Otten, R. Surkau, D. Rudersdorf, M. Wolf, T. Grosmann: *Proc. Int. Soc. Mag. Reson. Med.* **11**, 1392 (2003)
- 44 W. Heil, private communication
- 45 H.U. Kauczor, A. Hanke, E.J.R. van Beek: *Eur. Rad.* **12**, 1962 (2002)
- 46 H.E. Moller, X.J. Chen, B. Saam, K.D. Hagspiel, A.G. Johnson, A.T. Altes, E.E. deLange, H.U. Kauczor: *Magn. Reson. Med.* **47**, 1209 (2002)
- 47 C.B. Bidinosti, J. Choukeife, P.-J. Nacher, G. Tastevin: *J. Magn. Reson.* **162**, 122 (2003)
- 48 W.C. Chen, C. Bailey, J.A. Borchers, R.F.C. Farrow, T.R. Gentile, D. Hussey, C.F. Majkrzak, K.V. O'Donovan, N. Remmes, W.M. Snow, A.K. Thompson: *Physica B (Amsterdam)* **335**, 196 (2003)
- 49 W. Heil, K.H. Andersen, R. Cywinski, H. Humblot, C. Ritter, T.W. Roberts, J.R. Stewart: *Nucl. Instrum. Meth. A* **551**, 485 (2002)
- 50 F. Radu, A. Vorobiev, J. Major, H. Humblot, K. Westerholt, H. Zabel: *Physica B (Amsterdam)* **335**, 63 (2003)
- 51 W. Korsch: *Testing QCD Through Spin Observables in Nuclear Targets*, ed. by D.G. Crabb, D.B. Day, J.P. Chen (World Scientific, Singapore 2003), pp. 249–55
- 52 G. Tastevin, P.-J. Nacher, J. Choukeife: *Physica B* **329–333**, 303 (2003)
- 53 P.-J. Nacher, N. Piegay, F. Mario, F., G. Tastevin: *J. Low Temp. Phys.* **126**, 145 (2002)
- 54 Y. Borisov, W. Heil, W. M. Leduc, V. Lobashev, E.W. Otten, Y. Sobolev: *Nucl. Instrum. Meth. A* **440**, 483 (2000)
- 55 S.J. Zweben, T.W. Kornack, D. Majeski, G. Scilling, C.H. Skinner, R. Wilson, N. Kuzma: *Rev. Sci. Instrum.* **74**, 1460 (2003)

# Double-clad 10-W Yb<sup>3+</sup>-doped fiber master oscillator power fiber amplifier for He<sup>3+</sup> optical pumping

Sylvain Bordais, Sébastien Grot, Yves Jaouën, Pascal Besnard, and Marc Le Flohic

We describe an all-fiber ytterbium-doped laser followed by a double-stage ytterbium-doped double-clad fiber amplifier of 10-W output power for helium pumping. Different cavity designs are investigated with the goal of achieving high-power multimode emission at 1083 nm, wavelength tunability over the helium absorption bands, and linewidth envelope control over the range 1–3 GHz. We point out the domains with unstable output power and discuss their origin. © 2004 Optical Society of America

OCIS codes: 060.2320, 140.3510.

## 1. Application Description and Requirements

Hyperpolarized <sup>3</sup>He is used in a wide range of physical research, biophysics, and medicine.<sup>1</sup> New applications such as neutron spin filters and magnetic imaging of human lungs are currently under development. The most efficient method is metastable exchange optical pumping, which involves the 2<sup>3</sup>S–2<sup>3</sup>P transition at 1083 nm. In this technique, excitation to the metastable 2<sup>3</sup>S state is obtained by a weak rf discharge. Excitation of <sup>3</sup>He atoms to the 2<sup>3</sup>P state can be obtained through several atomic lines (C<sub>1</sub> to C<sub>9</sub>; see Fig. 1) with a radiative lifetime of 0.1 μs. Nuclear polarization can be obtained with optical methods. Optical pumping, combined with collisional processes, transfers orientation from one polarization state to another. The nuclear polarization results from hyperfine coupling between nuclear and electronic variables of the involved atoms. At room temperature the atomic gas exhibits linewidth broadening because of the Doppler effect. The typical absorption bandwidth at 1083 nm is ~1.8 GHz and is maximum for circular polarization (Fig. 1). Various laser designs can be used for the required

1083-nm wavelength, with power ranging from a few tens of milliwatts up to 10 W according to the required volumes and polarization rates of the gas.

These lasers range from unstable color-center lasers to flash-pumped Nd:La<sub>1-x</sub>Nd<sub>x</sub>MgAlO<sub>19</sub> (LNA) solid state lasers.<sup>2</sup> These lasers deliver several watts in a continuous wave (cw) regime with a 2-GHz bandwidth. These lasers exhibit complex transverse mode structure well adapted to helium pumping. However, the injection of this field into a monomode fiber gives rise to nefast spiking behavior, which prevents them from being used with a high-power amplifier stage.

Initially designed for helium magnetometers, distributed Bragg reflector diodes (50 mW, 3-MHz linewidth) have been commercially available for the past few years. These lasers, combined with high-power ytterbium-doped fiber amplifiers, can deliver several watts of power.<sup>3</sup> The wobulation technique (~10-MHz range and 2-GHz excursion) improves the polarization partition, but not as well as for the LNA laser.

A commonly used hybrid structure (fiber and air space) is the coupled cavity with a Littrow configuration. Some of these lasers have been extensively studied and commercially available in the 1.5-μm range for telecommunications applications.<sup>4</sup> The doped fiber is the amplifying media, and the bulk diffraction grating the selective mirror. Their main drawback is the complex mechanical package necessary to prevent power and wavelength instabilities. Besides, they are not commercially available in the 1-μm region.

All-optical fiber oscillators have emerged in recent years in connection with the telecommunications market expansion at the end of the 1990s.

S. Bordais (sbordais@keopsys.com), S. Grot, and M. Le Flohic are with Keopsys S. A., 21 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France. P. Besnard is with Ecole Nationale Supérieure des Sciences Appliquées et de Technologie, Laboratoire d'Optronique (CNRS UMR6082), 6 rue de Kerampont, 22305 Lannion, France. Y. Jaouën is with Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications, Département Communications et Electronique (CNRS URA820), 46 rue Barrault, 75634 Paris, France.

Received 15 August 2003; revised manuscript received 15 August 2003; accepted 17 December 2003.

0003-6935/04/102168-07\$15.00/0

© 2004 Optical Society of America

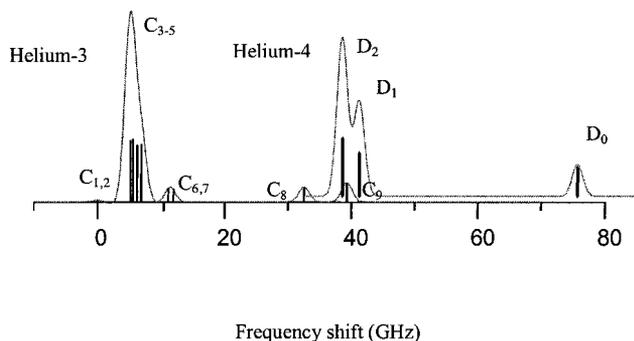


Fig. 1. Helium atom absorption spectrum: fine ( $^4\text{He}$  isotope) and hyperfine ( $^3\text{He}$  isotope) structure of the 1083-nm transition. Lines indicate the position and relative intensity of the different atomic transitions. Curves correspond to the absorption profile of a gas at room temperature, where some transitions are not resolved because of the Doppler broadening.

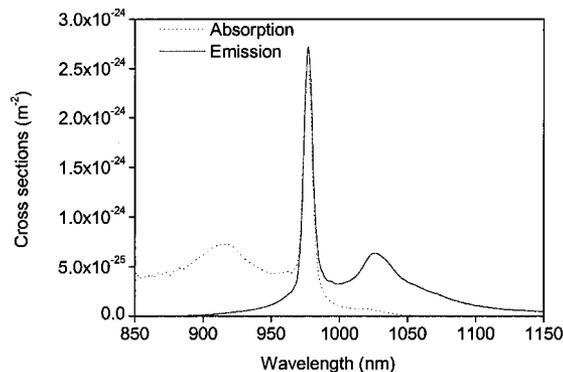


Fig. 2. Absorption and emission cross sections of Ge:Al:Si ytterbium-doped fiber.

They are based on ytterbium-doped fiber and laser diode pumping. It is easy to combine them with a high-power ytterbium amplifier because of the all-fiber technology. They have the advantage of being compact, easy to use, reliable, and power upgradable.

In this paper we begin by describing the amplifier medium and the pump coupling technique. Then different cavity designs are investigated. The architecture of the selected master oscillator power fiber amplifier is described. The envelope emission measurement and behavior are presented. Finally, we present the dynamic properties of the selected cavity and study the unstable regime.

## 2. Double-Clad $\text{Yb}^{3+}$ -Doped Fiber for High-Power Operation

To emit high power at 1083 nm with a doped silica fiber, the rare earths that are available are neodymium (Nd) and ytterbium (Yb). Their energy levels allow easy pumping and good efficiency. The double-clad technology makes it possible to increase the output power available in the fiber laser and amplifier<sup>5</sup> and allows a high coupling efficiency for high-power multimode laser diodes in the first cladding of double-clad fiber (DCF). In such fiber the pump propagates in a cladding surrounding the monomode doped core. The high numerical aperture of the second cladding allows high pump power coupling efficiency with a broad strip laser diode.  $\text{Yb}^{3+}$  ions are present only in the core, where the pump is then absorbed. The signal to be amplified propagates inside the core as in a classical fiber. The pump absorption is improved with a specific cladding geometry that tends to suppress helical modes.

The typical absorption and emission cross sections of an  $\text{Yb}^{3+}$ -doped fiber are presented in Fig. 2. Two main absorption peak wavelengths are available for pumping at 920 and 977 nm, where high-power broad area laser diodes are commercially available with output power as high as 4 W. It has to be noted that

the medium at room temperature may be assimilated at 977 nm to a three-level medium and at 1087 nm to a quasi-four-level one. Recall that a laser transition operating in a three-level scheme suffers reabsorption losses from the ground state, whereas in contrast a laser transition operating in a four-level scheme exhibits a smaller reabsorption loss.

The peak stimulated emission cross section was estimated by use of the modified Fuchtbauer-Ladenburg equation<sup>6</sup> and yielded  $2.64 \times 10^{-24} \text{ m}^{-2}$  at 977 nm. The fiber is highly doped with  $\sim 14,000 \text{ Yb}^{3+}$ -parts in  $10^6$  ion concentration. Multimode cladding absorption at 977 nm is  $\sim 0.9 \text{ dB/m}$ .

V-groove side pumping<sup>7</sup> (Keopsys VSP technology) allows efficient coupling of a high-power LD into the first cladding (Fig. 3). The V groove is formed directly on the side of the fiber by a mechanical technique. A coupling efficiency of up to 90% can be achieved. The transversal structure allows multiple VSP units to be positioned along the DCF in a copropagative or counterpropagative scheme. The four-level nature of the amplification at 1083 nm makes saturated power summation possible, thanks to VSP cascading along the fiber. Two copropagating and counterpropagating pump schemes can produce up to 5 W of saturated output power at 1083 nm with a 1-mW signal at the input of a 12-m  $\text{Yb}^{3+}$ -doped DCF, 4 W of pump power, and 90% coupling efficiency. In cascading two such modules we can extract up to 10-W output power. 100-W fiber lasers in the 1- $\mu\text{m}$  range have already been obtained in the laboratory with bulk optic injection, but to our knowledge not in a compact and reliable design and not with a pump-cascading architecture.

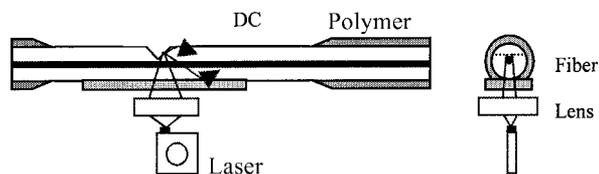


Fig. 3. V-groove side pumping (VSP) arrangement. Left, longitudinal view; right, transversal.

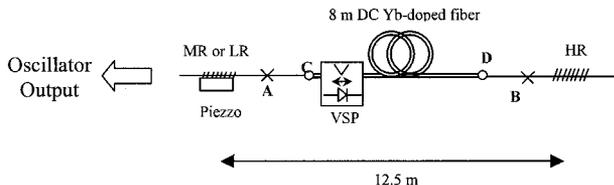


Fig. 4. Proposed laser architecture: the linear broadband-HR-narrowband-LR, or MR FBG, cavity. A, B, C, and D are the splice positions. HR, high reflective; LR, low reflective; MR, medium reflective.

### 3. Investigation of the Cavity Optical Design

The amplifying medium consists of an 8-m-long  $\text{Yb}^{3+}$ -doped DCF pumped with 2-W laser diodes at 977 nm (Fig. 4). Splice losses at A and B (see Fig. 4) are measured to be  $\sim 0.05$  dB. Reducing the core diameter mismatch can minimize the splice loss between the monomode silica fiber and the  $\text{Yb}^{3+}$  DCF (at C and D) to less than 0.35 dB (7%).

Tunability over 80 GHz ( $^3\text{He}$  and  $^4\text{He}$  absorption spectrum) can be obtained through various techniques. Unfortunately, the use of a Fabry-Perot (FP) cavity with fiber Bragg gratings (FBGs) leads to power and envelope variations during the tuning. Ring-cavity and loop-mirror-cavity designs were also investigated as possible solutions to yield good performance for helium pumping. In the following we first briefly describe these two cavities before presenting the performances of the linear cavity closed by one high-reflective (HR, reflectivity  $R > 99\%$ ) and one low-reflective (LR,  $R < 50\%$ ) mirror.

#### A. Ring-Cavity Laser

Ring lasers have been extensively studied in the past. A single frequency mode is difficult to obtain in the unidirectional traveling-wave configuration with inhomogeneous broadening. However, there are two advantages to using such a cavity design. First, tunability over the helium absorption bandwidth can be achieved through a selective element such as a simple interference filter, which can be easily tilted. Second, Brillouin generation can be prevented through the introduction of an isolator inside the cavity, which results in a unidirectional traveling wave configuration. The laser emission is stable whatever the pump power is and despite the high intracavity losses that are due to high-insertion-loss components at  $1 \mu\text{m}$ . The envelope linewidth is well above the desired value.

#### B. Linear Loop-Mirror-Cavity Laser

The second laser architecture was constructed with a loop mirror because of the easily available and low-cost coupler used in this experiment. It is a FP cavity closed by one loop mirror, which plays the role of a HR mirror. In this configuration the maximum reflectivity is obtained with a 50% coupler.<sup>8</sup> In practice the birefringence of the fiber loop adds polarization dependence. It turns out that such a cavity is very sensitive to external and internal conditions.

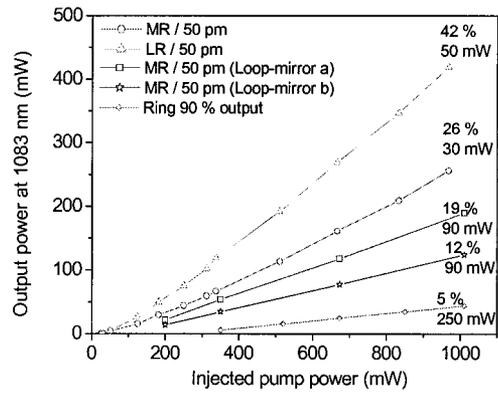


Fig. 5. 1083-nm output power versus injected pump power. The threshold and the efficiency (ratio of signal power to injected pump power) are indicated on the right.

Spikes are easy to create in adjusting two intracavity polarization controllers (PCs). When the fiber is packaged, stable operation can be obtained at a definite pump threshold.

We have measured a 90-mW laser threshold and 19% slope efficiency when using a medium reflectivity (MR) FBG ( $50\% > MR > 99\%$ ) (Fig. 5). This was reached by adjusting PCs to maximize the output power. The output power can be decreased to an unstable regime with 12% slope efficiency. The envelope linewidth evolution, along with the pump power, is given in Fig. 6. One can note that it is difficult to obtain 1–2 GHz, because the pump power must be very close to the laser threshold. Then an unstable regime sometimes comes into operation when the light polarization changes. The unstable regime is reached when the pump power is below 200 mW and when the reflectivity tends to the minimum value.

#### C. Linear Broadband-High-Reflection-Narrowband-Low-Reflection FBG Cavity Laser

To overcome the drawbacks of loop mirrors, we have instead used a broadband FBG with greater than

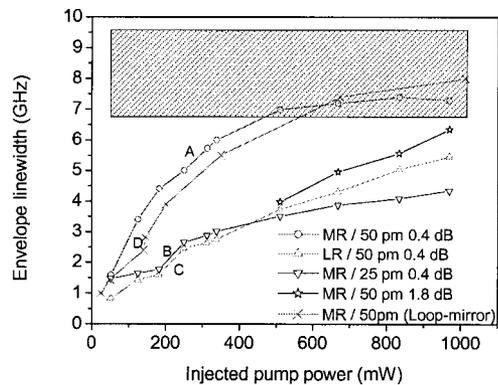


Fig. 6. Evolution of the laser envelope FWHM versus the pump power for different combinations of reflectivity and FBG bandwidth. We also give the evolution for 1.8-dB losses and for the loop-mirror configuration. A, B, C, and D denote the small break positions. The saturation domain is within the hatched rectangle.

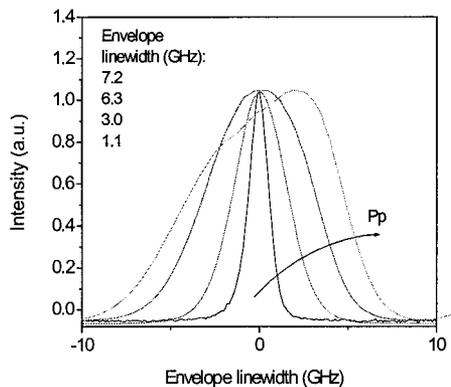


Fig. 7. Evolution of the laser envelope shape versus the pump power (50, 100, 400, and 900 mW).

99% reflectivity. We use the tensile FBG to adjust the maximum reflectivity center wavelength. A 1-nm FBG bandwidth allows tuning over more than 200 GHz (0.8 nm). The piezo used is a low-voltage actuator with a 35- $\mu\text{m}$  expansion. The fiber is glued onto the piezo. This allows quick wavelength tuning (200 GHz in less than 10 ms). The actuator is inside a thermally controlled module, which prevents wavelength drift due to temperature fluctuations. The threshold is  $\sim 30$  mW, corresponding to a slope efficiency of 26% (Fig. 5). This low efficiency comes from the nonoptimized doped-fiber length, round-trip losses (0.8 dB or 17%) and FBG reflectivity. The efficiency increases when the FBG reflectivity decreases (we have 42% efficiency with a LR FBG). A maximum efficiency of 70% can be achieved for very low reflectivity (PC connectors give 4% reflectivity) and optimized cavity length.

#### 4. Envelope Emission Measurement

The emission envelope is the overall contribution of all longitudinal modes that are present under the reflective bandwidth. With a 12.5-m total fiber cavity length (doped fiber plus FBG pigtailed) and a 2-GHz (FWHM) envelope, 300 modes separated by 8 MHz (free spectral range, FSR) can operate. The main problem is how to obtain emission of all these modes at the same time (or in other words, during the helium lifetime, which is  $\sim 0.1$   $\mu\text{s}$ ). The emission linewidth is measured with a scanning FP interferometer. This FP interferometer is a custom (homemade) air-space cavity with a finesse of 80 and a FSR from 2 to 50 GHz so that the resolution range varies between 20 and 500 MHz. The frequency scan is performed with a ramp that can vary from 1 to 100 ms. As a consequence, the result is a mean spectrum averaged over this time, and it is not possible to observe mode fluctuations on a smaller time scale.

The shape of the laser envelope is shown in Fig. 7, while the envelope linewidth is given as a function of the pump power in Fig. 6. Different FBG reflectivities (50% > MR > 99% or LR < 50%) and FWHMs (50 or 25 pm) are considered. Between 50 and 400 mW the shape is symmetric and Gaussian. Above 400

mW the shape of the envelope is distorted. We assume that this asymmetry is caused by FBG frequency response.

As indicated in Fig. 6, the laser envelope increases with the pump power whatever the FBG filter is. The evolution of the laser envelope can be separated into three domains, which are characterized as

1. a continuous increase of the envelope linewidth,
2. a jump,
3. a saturation regime.

When the reflectivity increases, the slope increases, too. For all these measurements the laser emitted in a cw regime. We have not found an explanation for the jump, which exists whatever the reflectivity. However, it is more pronounced with a low-reflectivity FBG. If we double the FWHM of such a reflector, the laser envelope increases faster and has a higher bandwidth, which is why a low-reflectivity and a narrow-bandwidth FBG is preferable for reaching an 1.8-GHz linewidth, which is the optimal linewidth for a maximum absorption of the laser power by He<sup>3</sup>.

A first attempt was made to give an account of this behavior by using a numerical model based on a Giles-Desurvire approach<sup>6</sup> for the ytterbium-doped fiber. In this simulation several modes separated by the cavity FSR were considered, and boundary conditions included the spectral dependence of a FBG. Unfortunately, the results showed that the envelope decreases with the pump power and the reflectivity, which is just the opposite of our experimental results. To us this confirms the necessity of considering the inhomogeneous broadening character of the medium. Note that a Gaussian shape was obtained with the model used in Ref. 6. Figure 6 also gives the envelope linewidth for the loop mirror cavity. For a linear broadband-HR-narrowband-MR FBG cavity with additional losses (1.8-dB single-pass losses), the envelope begins to increase at 4 GHz. At lower values the linewidth is not indicated, as the laser is self-pulsing.

#### 5. Proposed Configuration

The linear broadband-HR-narrowband-LR (reflectivity  $R < 50\%$ ) FBG cavity is the best cavity design for the oscillator. Piezo- and temperature-controlled LR FBG achieves greater than 200 GHz tunability with very low wavelength drift and very quick tuning. The FWHM envelope can be tuned from 1 to 2 GHz to adapt to the selected <sup>3</sup>He or <sup>4</sup>He absorption line. The 1.8-GHz bandwidth is reached for low pump power and low losses. This necessitates a master oscillator power fiber amplifier scheme to reach higher power emission (Fig. 8). The oscillator stage gives all the spectral specifications, and the amplifier stage is designed for high power generation. The amplifier has two stages (preamplifier and booster). An isolator between the oscillator and the preamplifier prevents unwanted instabilities caused by the

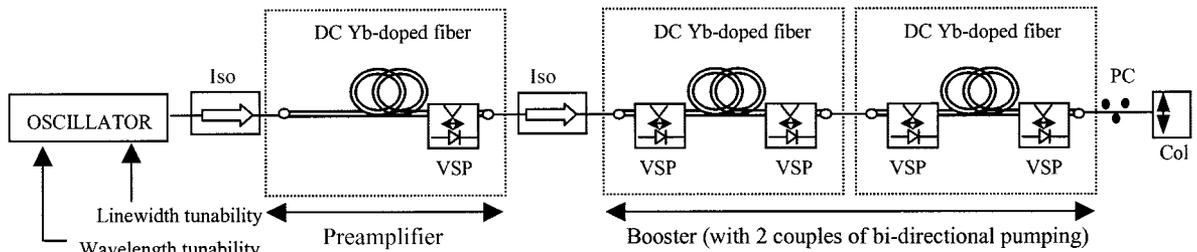


Fig. 8. 1083-nm fiber laser arrangement with 10 W of output power (two cascaded 5-W saturated boosters), 1–3-GHz multimode envelope, and greater than 80-GHz tunability.

amplified induced reflections. A second isolator is inserted between the preamplifier and the booster stage. The booster stage is saturated with  $\sim 100$  mW of optical power from the preamplifier. The saturated output power can easily reach 5 W with two copropagative and counterpropagative VSP units by use of 4 W of pump power at 977 nm. This highly saturated stage gives a good signal-to-noise ratio ( $>40$  dB). The cascadability of booster stages makes easy power upgrades possible. Figure 9 shows the output spectrum along with the wavelength tunability.

Linear polarization is obtained by incorporating a pigtailed polarizer at the oscillator output. A PC compensates for the polarization mixing through the amplifier stage, and  $\sim 20$  dB of the polarization extinction ratio (ER) can be obtained. A quarter-wave plate is inserted after the collimated light to yield the circular polarization.

### 6. Dynamic Behavior and Unstable Domain

To observe the laser dynamics, we have used an In-GaAs photodiode connected to both an electrical spectrum analyzer (ESA) and an oscilloscope. The oscilloscope gives the time pattern, the ESA provides information about the mode beating. We present results for a MR 50-pm FBG laser cavity and 1.8-dB single-pass losses.

The mean time of helium atoms is  $\sim 0.1$   $\mu$ s, so that with 10 MHz of resolution we can reach the useful

window. The low speed of the FP does not permit tracking all the beating frequencies at the same time. Nevertheless, we have noticed three domains of operation:

1. Cw regime above 425 mW of pump power.
2. Intermittent regime (IR) for pump power between 380 and 425 mW: the laser is cw and unstable alternatively.
3. Spiking regime for pump power just above threshold.

Figure 10 shows the temporal and frequency measurements for three different pump powers. When

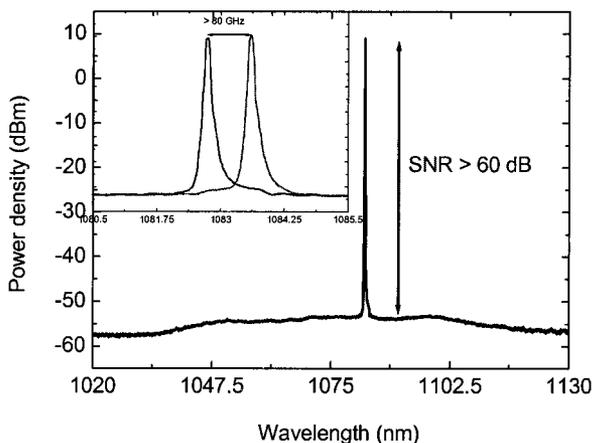


Fig. 9. Output spectrum and wavelength tunability of the proposed master oscillator power fiber amplifier configuration.

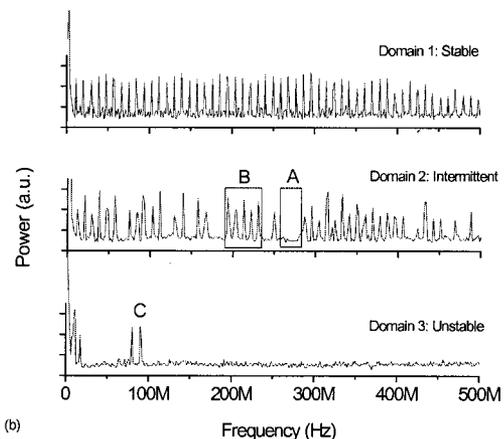
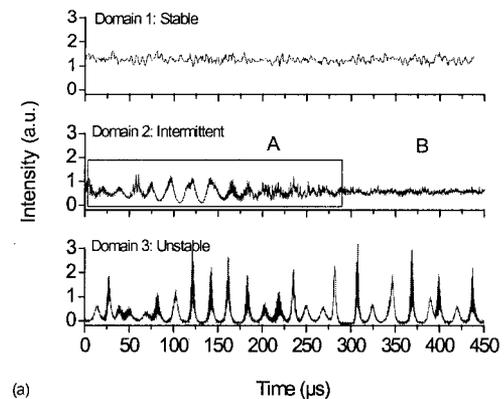


Fig. 10. Three different operation regimes of the 1083 nm laser: (a) time and (b) frequency domain (resolution bandwidth 100 kHz or 1 MHz, sweep rate 20 ms).

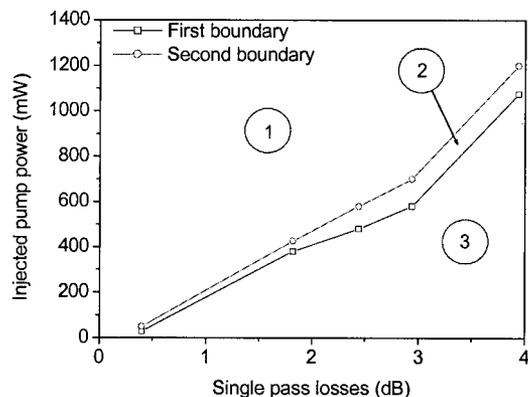


Fig. 11. Operation domains (1, stable and continuous; 2, intermittent; 3, unstable and spiking), delimited by two boundaries, in relation to the single-pass losses and injected pump power, for the MR 50-pm FBG.

the laser is stable [Fig. 10(a)], the power weakly fluctuates around a mean value. At the same time, in the frequency domain we observe a regular train of frequencies [Fig. 10(b)] separated by the laser FSR (8 MHz).

All beating frequencies have almost equal levels: All modes beat with others with the same probability, which means that there are no modes or packet of modes that are statistically dominant during the ESA sweep. When the laser output power is unstable, the power is spiking from a null value. This event corresponds to only one or two frequencies, of which the value is randomly positioned from one observation to another one. If the ESA sweep rate is increased to several seconds, the spacing between the two frequencies is mainly (90% of the time) between 8 and 150 MHz (at peaks C, Fig. 10). There are practically no higher frequencies. This shows that only a very reduced number of modes are present at the same time inside the cavity. The laser spikes randomly, and the modes are partitioned under the LR FBG frequency envelope. The FP analyzer shows a disturbed envelope with a linewidth between 1 and 3 GHz, which implies that all modes are statistically emitted during the sweep rate but in a narrow packet. In the IR the output power is alternatively stable (at B in Fig. 10, the cw regime) and spiking (at A, the IR). In Fig. 11 we have mapped the different operation domains with respect to the cavity losses and the pump power. We have varied the losses in the cavity in varying the splice losses (B in Fig. 4) from 0.4 dB (initial value) up to 4 dB. The pump power threshold required for the cw regime increases with losses.

Note that the same operation domains have been observed in the case of a MR loop mirror, which confirms that the laser characteristics are strongly determined by passive cavity losses. The IR has been investigated more precisely. We have observed that the pulse repetition rate and the pulse width are functions of the pump power. The pulse repetition rate varies from 2 to 20  $\mu\text{s}$ , while the pulse width

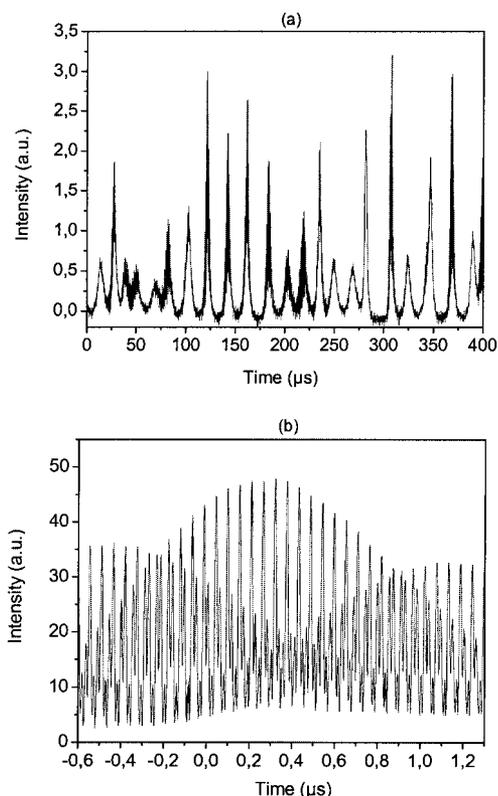


Fig. 12. (a) Spiking domain: typical oscillations in the microsecond range. (b) Detail of one pulse.

varies from 0.1 to 5  $\mu\text{s}$  [Fig. 12(a)]. The higher is the pump, the higher is the repetition rate and the lower is the pulse width. This behavior has already been observed for an erbium-doped fiber laser.<sup>9</sup>

However, this similarity is only apparent. If we take a closer look at one pulse, a modulation between several signals is then revealed as shown in Fig. 12(b). Several assumptions have already been made for ytterbium-doped fiber lasers. Impurities in the doped fiber can play the role of a passive saturable absorber and achieve complex dynamic behavior.<sup>10</sup> But no such impurities have been seen yet. Another origin for the saturable absorber may be attributed to the fact that there are regions in the fiber where there is no pump.<sup>11</sup> To test this assumption, we have performed experiments with a very long doped fiber without noting any spiking. These results seem to indicate that this assumption is not valid. Further investigations will be necessary to understand the cause of the IR and especially to know whether, as we believe, ion pairs may explain such behavior despite the difference in observations.<sup>9</sup> Another assumption that could explain the origin of such dynamics is the inhomogeneous character of the emission, which can also lead to complex dynamics.<sup>12</sup>

## 7. Conclusion

In this paper we have experimentally compared different cavity configurations in order to build a high-power laser (approximately a few watts) operating at

1083 nm for medical imaging of human lungs (among various applications).

We have designed a 10-W high-power fiber laser architecture that fulfills the required specifications needed for helium pumping. Piezo control achieves quick and accurate wavelength tunability with constant control of the envelope linewidth. We have shown that the losses and the pump power must be precisely controlled to reach continuous operation. The architecture may be power upgraded by using cascaded VSP modules along the double-clad Yb<sup>3+</sup> fiber. This gives reliable and user-friendly operation. The specific coupling technique makes an all-polarization-maintaining fiber laser possible, to improve the extinction ratio and the polarization stability. Self-pulsing behavior and intermittency have been observed, and further study must be done to understand the real origin of such phenomena.

### References

1. M. Leduc, P. J. Nacher, and G. Tastevin, "Magnetic resonance imaging using polarized noble gases," *Laser Phys.* **8**, 799–802 (1998).
2. J. M. Daniels, L. D. Scheerer, M. Leduc, and P.-J. Nacher, "Polarizing <sup>3</sup>He nuclei with neodymium La<sub>1-x</sub>Nd<sub>x</sub>MgAlO<sub>19</sub> lasers," *J. Opt. Soc. Am. B* **2**, 1133–1135 (1987).
3. S. V. Chernikov, J. R. Taylor, N. S. Platonov, V. P. Gapontsev, P. J. Nacher, G. Tastevin, M. Leduc, and M. J. Barlow, "1083 nm ytterbium doped fibre amplifier for optical pumping of helium," *Electron. Lett.* **33**, 787–789 (1997).
4. L. Reekie, R. J. Mears, S. B. Poole, and D. N. Payne, "Tunable single-mode fiber lasers," *IEEE J. Lightwave Technol.* **LT-4**, 956–960 (1986).
5. E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tuminelli, and B. C. McCollum, "Double clad, offset core Nd fiber laser," in *Optical Fiber Sensors*, Vol. 2 of 1988 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1998), paper PD5–1, pp. 533–537.
6. E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers—Principles and Applications* (Wiley Interscience, New York, 1994).
7. D. J. Ripin and L. Goldberg, "High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded v-grooves," *Electron. Lett.* **31**, 2204–2205 (1995).
8. D. B. Mortimore, "Fiber loop reflectors," *J. Lightwave Technol.* **6**, 1217–1222 (1988).
9. P. Besnard, F. Ginovart, P. Le Boudec, F. Sanchez, and G. Stéphan, "Experimental and theoretical study of bifurcation diagrams of a dual-wavelength erbium doped fiber laser," *Opt. Commun.* **205**, 187–195 (2002), and references therein.
10. D. Marcuse, "Pulsing behavior of a three-level laser with saturable absorber," *IEEE J. Quantum Electron.* **29**, 2390–2396 (1993).
11. A. Hideur, T. Chartier, M. Brunel, M. Salhi, C. Ozkul, and F. Sanchez, "Mode-locked, Q-switch and CW operation of an Yb-doped double-clad fiber ring laser," *Opt. Commun.* **198**, 141–146 (2001).
12. A. E. Siegman, *Lasers* (University Science, Mill Valley, Calif., 1986).

# High performance pulsed coherent fiber laser emitting >1.7kW at 1060nm in ns regime

Sébastien GROT<sup>\* 1,3</sup>, Lew Goldberg<sup>2</sup>, Pascal BESNARD<sup>3</sup>, Yves JAOUËN<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Keopsys SA, 21 rue Louis de Broglie, 22300 Lannion, France

<sup>2</sup> Keopsys Inc., 3055 Prosperity Avenue, Fairfax, VA 22031, U.S.

<sup>3</sup> ENSSAT, CNRS UMR 6082 FOTON, 6 rue de Kerampont, 22300 Lannion, France

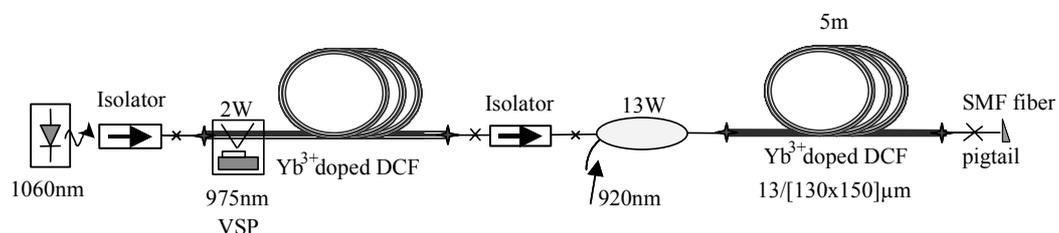
<sup>4</sup> GET - Telecom Paris, CNRS UMR5141, 46 rue Barrault, 75634 Paris, France

**Keywords:** fiber laser, optical pulses, double clad fibers, non linear effects, Yb<sup>3+</sup>

Fiber lasers and amplifiers are used in a variety of applications either for scientific (spectroscopy, medicine ...) or industrial applications (free space communications, laser marking and drilling ...). The combination of doped double clad fibers (DCF) and high power multimode semiconductor laser diodes technologies allows to achieve very high output power in very compact, robust and maintenance free systems. Yb<sup>3+</sup> doped DCF are well suited for 1 $\mu$ m wavelength amplification. In pulsed regime, achievable peak power can be strongly limited by nonlinear effects such as Kerr effect, Stimulated Raman Scattering (SRS) or Stimulated Brillouin Scattering (SBS). Consequently, the optimisation of optical amplifier architecture is required. In this paper, we demonstrate performances obtained for the generation of 2ns optical pulses up to >1.7kW peak power in a Master Oscillator Power Fiber Amplifier (MOPFA) configuration. The laser seed signal at 1060nm is emitted out of a single longitudinal mode source with spectral linewidth <0.2nm. The pulse repetition rate can be changed between 3 and 30MHz. The high power stage, based on a 2-stages architecture, allows to deliver >10W average output power with a good beam quality ( $M^2 < 1.2$ ). No significant limitation due to nonlinear effects of the type of the Kerr effect or SRS appears by means of the optimisation of the final stage's fiber parameters. Results, such as a concentration of more than 80% of the total output power in a 1nm window around the central wavelength and above all an excellent conservation of the spectral properties of the seed source are demonstrated for a peak power of >1.7kW. These high performances are obtained in a fully-integrated device.

## 1-INTRODUCTION

The combination of the DCF technology with high power semiconductor laser diodes allows to develop high power optical fiber sources in the 1-100W range. Yb<sup>3+</sup> doped DCF are very efficient to develop lasers and amplifiers in the 1 $\mu$ m wavelength range [1, 2]. Intrinsic properties of DCF authorize a good coupling efficiency of the light emitted out of multimode high power laser diodes. Pulsed regime allows generation of peak power >1kW. One of the most important limitation concerns nonlinear effects [3]. To achieve high energy extraction and increase the nonlinear effects threshold the use of large mode area (LMA) fibers are required. In this paper, we present results obtained while amplifying a very narrow laser signal up to >1.7kW in 2ns pulses. The most difficult here was to achieve such high peak power while maintaining the spectral source properties (linewidth <0.2nm) and spatial properties ( $M^2 < 1.2$ ).



**Figure 1:** Architecture of the MOPFA fiber laser designed to achieve >10W average output power in 2ns pulses at 3-30MHz repetition rate

## 2-POWER FIBER AMPLIFIER OPTIMISATION

The architecture of the device is presented on fig. 1. To achieve output power higher than few watts average, a 2-stages amplifier is required. The preamplifier stage is pumped by a broad stripe laser diode at 975nm using the V-groove side pumping technique [4]. The output power of the preamplifier stage (~200mW), corresponding to ~33W peak power, is high enough to efficiently saturate the power amplifier stage. To increase the nonlinear effects threshold, we have retained a slightly multimode Yb<sup>3+</sup> doped fiber for the booster stage. This DCF has a core diameter of 13μm and a numerical aperture of 0.13. The length of DCF used is 5m and corresponds to a pump power absorption >10dB (absorption ~2.5dB/m at 920nm). A fiber pigtail of quasi single mode fiber at the signal wavelength (short piece of SMF28, mode field diameter <9μm) is used to preserve the beam quality parameter ( $M^2 < 1.2$ ).

The source generates 2ns pulses at a repetition rate adjustable between 3 and 30MHz. The limitation due to nonlinear effects can appear for peak power higher than few watts/m at 1μm (for fibers of ~20-40μm<sup>2</sup> effective mode area). For optical pulses >10 ns, the Stimulated Brillouin Scattering (SBS) effect is the most important non linear effect [5,6]. In our case, the dominant non linear effects are Kerr effect and SRS respectively. Even if there is a penalty in terms of non linear effects, we had to consider the use of commercially available 920nm high power fiber pigtailed laser diodes. The penalty in terms of non linear effects threshold is balanced by the possibility of using uncooled laser diodes with no wavelength stabilization. The booster stage is pumped by a combination of high power laser diodes using a fiber bundle for a total pump power budget of 13W. A contra-pumping scheme allows increasing non linear effects threshold [7]. However, we have retained a co-pumping scheme to avoid the penalty of the insertion loss of the fiber bundle at the output of the booster amplifier. This configuration allows to reduce pump power budget.

## 3- SPECTRAL BROADENING AND OPTIMISATION OF THE SOURCE PARAMETERS

In pulsed regime, for peak powers higher than a few watts/m, an optical spectrum broadening can occur due to Kerr effect. This nonlinear effect results in a spectral broadening of the seed source in dependence with output peak power. The seed source is an external cavity laser with a linewidth <0.2nm. The most important contribution to linewidth broadening is the SPM effect (Fig. 2).

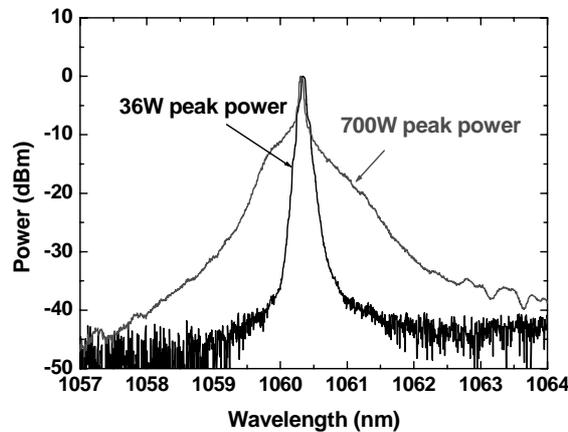


Figure 2: Spectral broadening due to SPM

The spectrum broadening can be estimated using the expression [8]

$$\Delta\omega_{SPM} \cong \gamma_{Yb} \frac{\partial P_{peak}}{\partial t} L_{eff} \quad (1)$$

where  $\gamma_{Yb}$  is the nonlinear Kerr parameter and  $L_{eff}$  the effective length. The nonlinear Kerr parameter  $\gamma_{Yb} \sim 10 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  has been determined using by the measurement of the four-wave mixing (FWM) efficiency between two co-propagating signals with co-linear polarization. The FWM phase matching condition is realized for  $<1\text{nm}$  wavelength spacing. Assuming an uniform amplifier gain distribution along the  $\text{Yb}^{3+}$  doped fiber length ( $L=5\text{m}$ ), the effective length is  $L_{eff} \sim 1.3\text{m}$  [6]. A  $\sim 0.08 \text{ nm}$  spectral broadening corresponds to an output peak power of  $1.7 \text{ kW}$ . In practise more than 80% of the overall power at  $1.7\text{kW}$  is contained in a  $1\text{nm}$  window around the central wavelength and even more than 90% in  $5\text{nm}$  around it. In the meantime, the laser linewidth and spectral purity of the source are preserved (Fig. 3).

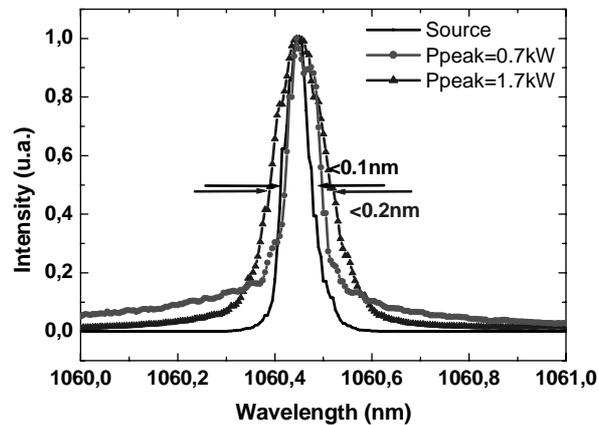


Figure 3: Optical spectra of the external cavity laser diode before and after amplification

### CONVERSION EFFICIENCY AND PEAK POWER

The booster amplifier stage architecture has been designed to maximize power conversion efficiency. We have measured better than 75% efficiency:  $10\text{W}$  output power at  $1060\text{nm}$  is obtained for a pump power of  $13\text{W}$  (Fig. 4). Peak power is higher than  $1.7\text{kW}$  in  $2\text{ns}$  pulses at a repetition rate of  $3\text{MHz}$  (Fig 5). Thanks to the geometry of the  $2^{\text{nd}}$  clad of the DCF and its numerical aperture, we have achieved a quasi-conservation of the fundamental mode propagation throughout the booster. The signal to noise ratio is not limited by SRS and remains  $>28\text{dB}$  even when peak power is  $>1.7\text{kW}$ . It is only limited by the amplified spontaneous emission around  $1075\text{nm}$ .

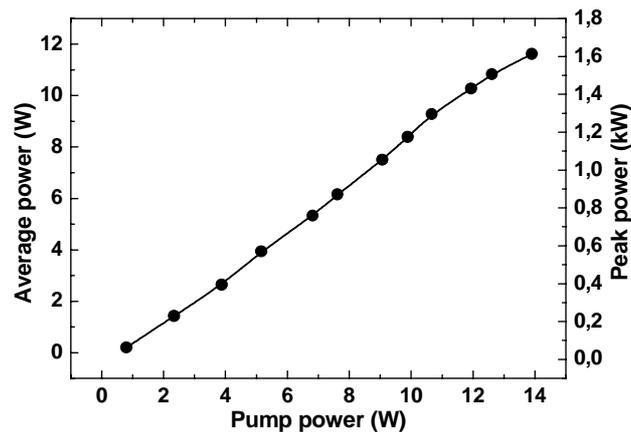


Figure 4: Average output power and peak power over  $\pm 0.5\text{nm}$  around central wavelength versus injected pump power

At such a high level of peak power, SRS nonlinear effect appears. In case of standard  $\text{Yb}^{3+}$ -doped DCF (i.e. mode field diameter of  $\sim 6\mu\text{m}$ ) are used, this phenomenon is visible at peak powers as low as few hundreds of watts [3, 10]. The large mode area fiber used in this power amplifier allows to increase the SRS power threshold up to 1.5kW. Even at 1.7kW most of the total average power is contained in a 1nm window around the central wavelength. At 30MHz repetition rate, SRS disappears as peak power is  $<160\text{W}$ .

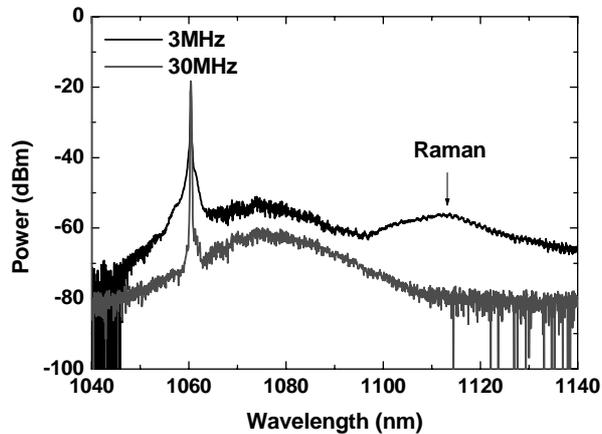


Figure 5: Optical spectra obtained at 10W average output power at 3 and 30MHz repetition rate.

## CONCLUSION

We have demonstrated the feasibility of a high power pulsed  $\text{Yb}^{3+}$  doped double-clad fiber laser in a MOPFA configuration capable of delivering  $>10\text{W}$  average power in 2ns pulses. Booster stage fiber parameters optimization allows to achieve  $>1.7\text{kW}$  at a repetition rate of 3MHz. No pulse distortion in temporal domain is observed even at this level of peak power. The beam quality ( $M^2 < 1.2$ ) proves that the preservation of the propagation of a quasi-gaussian mode is achieved. The performance also results in the preservation of the spectral purity of the source even at high peak power. To our knowledge, these good specifications constitute the best performances with the constraints of the 920nm pumping wavelength and co-pumping scheme of the booster stage and are achieved in a fully integrated device.

## REFERENCES

- [1] H.M. Pask, R.J. Carman, D.C. Hanna, A.C. Tropper, C.J. Mackechnie, P.R. Barber, J.M. Dawes, "Ytterbium-doped silica fiber lasers : versatile sources for 1-1.2  $\mu\text{m}$  region", IEEE J. Selec. Top. Quant. Elec., 2-13, 1995
- [2] S. Bordais, S. Grot, Y. Jaouën, P. Besnard, M. Le Flohic, "Double-clad 10W  $\text{Yb}^{3+}$ -doped fiber master oscillator power fiber amplifier for  $\text{He}^{3+}$  optical pumping", Applied Optics, Vol. 43, n°10, 2004
- [3] Y. Jaouën, S. Bordais, E. Olmedo, G. Kulscar, J.-Y. Allain, "High power cladding-pumped  $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$  fiber amplifiers: technologies, performances and impact of nonlinear effects" Annales des Télécommunications, pp. 1773-1798, Nov-Dec 2003.
- [4] D.J. Ripin, L. Goldberg, "High efficiency side-coupling of light into optical fibres using imbedded V-grooves", IEE Electronics Letters, Vol. 31, N°25, 1995
- [5] F.D. Teodoro, J.P. Koplow, S.W. Moore, D.A.V. Kliner, "Diffraction limited, 300-kW peak-power pulses from a coiled multimode fiber amplifier", Optics Letters, Vol. 27, n°7, 2002
- [6] S. Grot, S. Bordais, Y. Jaouën, J.-Y. Allain, G. Loas, L. Goldberg, "High power  $\text{Yb}^{3+}$ -doped double clad fibre amplification at 1127nm: 977 against 920nm pumping comparison", IEE Electronics Letters, Vol. 39, n°21, 2003.

- [7] G. Kulcsar, Y. Jaouën, G. Canat, E. Olmedo and G. Debarge, "*Multiple-Stokes stimulated Brillouin scattering generation in pulsed high power double-cladding  $Er^{3+}/Yb^{3+}$  co-doped fiber amplifier*" J. Photon. Technol. Lett., PTL-15, n°6, p. June 2003
- [8] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Optics and Photonics, 1995
- [9] Y. Jaouën, J-P. Bouzinac, J-M. P. Delavaux, C. Chabran, M. Le Flohic, "*Generation of four wave mixing products inside WDM C-band 1W  $Er^{3+}/Yb^{3+}$  amplifier*", Electronics Letetrs, Vol. 36, n°3, 2000
- [10] P.A. Champert, S.V. Popov, M.A. Solodyankin, J.R. Taylor, "*Multiwatt average power continua generation in holey fibers pumped by kilowatt peak power seeded ytterbium fiber amplifier*", Applied Physics Letters, Vol. 81, n°12, 2002.



VU :

Le Directeur de Thèse

Pascal Besnard

VU :

Le Responsable de l'Ecole Doctorale

Jean-Yves Saillard

**VU pour autorisation de soutenance**

Rennes, le

Le Président de l'Université de Rennes I

Bertrand FORTIN

**VU après soutenance pour autorisation de publication :**

Le Président de Jury,



## Abstract

Extraordinary high powers are nowadays available out of fiber lasers and amplifiers ( $\sim 10$  kW in continuous wave regime and  $\sim 1$  MW peak power in pulsed regime). Such an increase can initiate the apparition of some undesirable effects.

During this thesis, we have developed and studied some high power Ytterbium doped fiber systems both in continuous wave and pulsed regimes. For this purpose, we have chosen to use the technology of double-clad fibers in association with adapted pumping techniques.

Especially, we have developed an original approach that allows to efficiently amplify wavelengths of small emission cross sections. High output powers, in continuous wave regime, have been achieved experimentally and these results are in good agreement with the theoretical ones.

The spatial and spectral properties of high output power lasers or amplifiers can be significantly degraded compared to those at low power. We have studied and developed an original approach allowing, for a system in pulsed regime, to maintain, up to extreme high output peak powers, the spectral purity of the source.

Moreover, we have computed and theoretically analysed the evolution of the pulse shape in amplification by a high power fiber amplifier. The study of the influence of various parameters of the seed pulse on the output pulse shape allows to significantly decrease the penalties induced by the apparition of non linear effects and to increase their thresholds while output power and energy become important. Comparison between computed results and theoretical ones are of good agreement.

These results, associated with the development of new components, indicate the possibility to achieve even higher output powers while preserving good spectral and spatial properties and retaining the same techniques as those used or demonstrated during this thesis.

**Key words :** Ytterbium, optical fiber, industrial laser applications, high power lasers, short pulse laser, kilowatt power, double-clad fiber, non linear effects, pulse shape, master oscillator power amplifier, spectral width.

**Title :** Growth of output power of Ytterbium doped fiber lasers and amplifiers in continuous wave and pulsed regimes.

## Résumé

Des puissances extraordinaires sont, de nos jours, extraites de systèmes à fibres dopées ( $\sim 10$  kW de puissance continue et  $\sim 1$  MW de puissance crête en régime d'impulsions). L'augmentation de la puissance dans les systèmes à fibres s'accompagne de l'apparition d'effets qui peuvent limiter leurs performances.

Au cours de cette thèse, nous avons développé et étudié des systèmes à fibres dopées Ytterbium délivrant de très fortes puissances en régime de fonctionnement continu et en régime d'impulsions. Pour ce faire, nous avons retenu une technologie à fibre double-gaine couplée à des techniques de pompage adaptées.

Nous avons, notamment, étudié et développé une approche originale permettant d'amplifier de manière efficace des longueurs d'onde de faibles sections efficaces d'émission. Des puissances élevées, en régime continu, ont été atteintes qui valident les recettes proposées.

La puissance s'élevant les caractéristiques spatiales et spectrales de sources lasers, obtenues à plus faible puissance, peuvent se dégrader. Nous avons étudié et développé une méthode originale permettant, pour un système fonctionnant en régime d'impulsions, de préserver, jusqu'à de très fortes valeurs de puissances crêtes, la pureté spectrale de sources cohérentes.

Nous avons, en outre, développé un modèle d'analyse numérique qui permet la prédiction du profil temporel d'impulsions obtenues par amplification à l'aide de fibres dopées. L'étude de l'influence de divers paramètres de l'impulsion source sur le profil temporel obtenu en sortie permet de minimiser l'impact des effets non linéaires obtenus lorsque la puissance crête et l'énergie deviennent importantes. La confrontation des résultats du modèle avec ceux de l'expérience montre de bons accords.

Ces résultats, associés au développement continu de nouveaux composants, mieux adaptés à une extraction de forte puissance tout en préservant les propriétés spatiales et spectrales qui sont celles obtenues à plus faible puissance, laissent envisager que des puissances encore bien supérieures sont accessibles en retenant les mêmes techniques.

**Mots clés :** Ytterbium, fibre optique, lasers-applications industrielles, lasers de puissance, impulsions laser ultra-brèves, kilowatt crête, fibre double gaine, effets non linéaires, forme des impulsions, structures à oscillateur amplifié, cohérence spectrale.