



Investigation numérique de l'instabilité Raman dans les lasers à fibre optique dopée à l'ytterbium en régime continu de haute puissance

Mémoire

Mathieu Huneault

Maîtrise en physique - avec mémoire
Maître ès sciences (M. Sc.)

Québec, Canada

© Mathieu Huneault, 2019

Investigation numérique de l'instabilité Raman dans les lasers à fibre optique dopée à l'ytterbium en régime continu de haute puissance

Mémoire

Mathieu Huneault

Sous la direction de:

Michel Piché, directeur de recherche
Michel Olivier, codirecteur de recherche

Résumé

Les lasers à fibre optique dopée à l'ytterbium en régime continu de haute puissance ont une part de marché grandissante pour des applications d'usinage de métaux. Malgré qu'il s'agisse d'une technologie relativement répandue, un important problème subsiste dans la plupart de ces lasers. À haute puissance, la diffusion Raman stimulée transfère une partie de la puissance de la longueur d'onde principale d'émission des lasers autour de 1070 nm à la première bande de Stokes Raman autour de 1120 nm, ce qu'on appelle l'instabilité Raman. Cette puissance transférée est inutilisable et peut même être dangereuse pour le système laser et ses utilisateurs. Malgré les travaux théoriques et expérimentaux effectués sur ces lasers, très peu d'explications ont été fournies sur les liens entre les paramètres de la fibre optique et des réseaux de Bragg formant la cavité laser et l'instabilité Raman. Le but du projet de maîtrise présenté dans ce mémoire est donc de développer un modèle de simulation numérique de ces lasers, afin de comprendre et d'identifier les mécanismes dominants qui favorisent l'instabilité Raman et de trouver des configurations de montage la minimisant.

Ce mémoire présente les deux modèles de simulation développés dans le cadre de ce projet. Le premier traite la propagation du signal laser comme étant unidirectionnelle, alors que le second la traite comme étant bidirectionnelle, ce qui se rapproche plus de la situation expérimentale. Le montage typique simulé est constitué d'une fibre optique à double gaine dopée à l'ytterbium ayant une grande aire modale effective, d'un réseau de Bragg à haute réflectivité et d'un réseau de Bragg à faible réflectivité servant de coupleur de sortie. Les simulations ont permis d'identifier cinq paramètres de la cavité laser ayant un impact important sur l'instabilité Raman. Une faible puissance moyenne du signal, une courte fibre optique de gain, une configuration de pompage en contrapropagation, c'est-à-dire par le côté du coupleur de sortie, ainsi qu'une plus faible réflectivité et une large bande réfléchissante du réseau de Bragg à faible réflectivité permettent de limiter la génération de l'instabilité Raman. L'optimisation de ces paramètres permet d'obtenir une cavité laser ayant extrêmement peu d'instabilité Raman. Ce faible niveau d'instabilité Raman semble être causé par une plus faible puissance intracavité, une courte distance de propagation et des modulations rapides de la puissance du signal. Des montages simulés incluant un filtre dans la cavité à la longueur d'onde de Stokes Raman, un réflecteur non linéaire ou une cavité de basse puissance amplifiée ont également montré une réduction significative de l'intensité de l'onde de Stokes Raman.

Abstract

Continuous high-power ytterbium-doped fiber lasers have an increasing market share for metal processing applications. Despite their widespread use, these lasers still suffer a major problem. At high power, stimulated Raman scattering shifts the power from the main emission wavelength around 1070 nm to the first Raman Stokes sideband around 1120 nm. This process is called Raman instability. The shifted power becomes useless and can even be dangerous for both the laser system and its users. Previous experimental and theoretical analyses have failed to provide clear explanations on the link between the Raman instability and the parameters of the ytterbium-doped optical fiber and the fiber Bragg gratings forming the laser cavity. The goal of this master's degree project was to develop a simulation model for continuous high-power ytterbium-doped fiber lasers in order to identify and understand how the parameters of the laser cavity affect the Raman instability and to find cavity configurations that reduce it.

This master's thesis presents the two simulation models developed during this project. The first model considers unidirectional propagation of the laser signal while the second one considers bidirectional propagation. The latter is thus a more realistic model of such lasers. The typical simulated setup is made of a double-clad ytterbium-doped fiber with a large mode area, a high reflectivity Bragg grating and a low reflectivity Bragg grating that is used as output coupler. The simulations allowed to identify five cavity parameters having an impact on the Raman instability. A low average power, a short gain fiber, a counter-propagation pumping setup as well as a low reflectivity and a large reflective bandwidth for the fiber Bragg grating used as the output coupler help minimizing the Raman instability. The optimisation of these parameters creates a laser cavity with an extremely low power shift to the Raman Stokes sideband. The low Raman instability seems to be caused by a lower intra-cavity power, a shorter propagation distance and fast power modulations in the signal. Incorporating a filter in the cavity, using a nonlinear reflector as output coupler or using a setup that includes a low-power master oscillator in combination with a high-power amplifier have also been simulated and show a reduction of the Raman instability.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	iv
Table des matières	v
Liste des tableaux	vii
Liste des figures	viii
Liste des variables, sigles et abréviations	xi
Remerciements	xiv
Introduction	1
1 Introduction aux lasers à fibre optique dopée à l'ytterbium de haute puissance	5
1.1 Montages typiques de lasers à fibre optique dopée à l'ytterbium en régime continu de haute puissance	5
1.2 Gain généré par les ions d'ytterbium	8
1.3 Réseaux de Bragg dans les fibres optiques	11
1.4 Sommaire	13
2 Propagation d'un signal de haute puissance dans les fibres optiques	14
2.1 Formalisme	14
2.2 Pertes	15
2.3 Dispersion	17
2.4 Effet Kerr	20
2.5 Effet Raman	26
2.6 Polarisation	28
2.7 Équations de propagations unidirectionnelle et bidirectionnelle	29
2.8 Sommaire	30
3 Modèles de simulation numérique	32
3.1 Définition des conditions de simulation	32
3.2 Propagation unidirectionnelle dans la fibre optique	33
3.3 Propagation bidirectionnelle dans la fibre optique	36
3.4 Modélisation des réseaux de Bragg	39
3.5 Bruit d'entrée	40

3.6	Paramètres de simulation de la fibre optique	40
3.7	Fonctionnement global des modèles de simulation	45
3.8	Commentaires sur les modèles de simulation	48
3.9	Sommaire	51
4	Validation des modèles et mécanismes de base de la cavité laser	53
4.1	Validation des modèles de simulation	53
4.2	Mécanismes de base dans la cavité laser	55
4.3	Comparaison des modèles unidirectionnel et bidirectionnel	56
4.4	Répétabilité des simulations	57
4.5	Sommaire	59
5	Effets des paramètres de la cavité laser sur l'instabilité Raman	61
5.1	Puissance moyenne	62
5.2	Configuration de pompage	64
5.3	Longueur de la fibre optique de gain	66
5.4	Ordre de la supergaussienne de la bande réfléchissante des réseaux de Bragg	69
5.5	Largeur de bande réfléchissante des réseaux de Bragg	71
5.6	Dispersion des réseaux de Bragg	75
5.7	Décalage entre les longueurs d'onde des réseaux de Bragg	77
5.8	Réfectivité du LR	79
5.9	Un point de vue global sur l'instabilité Raman	81
5.10	Cavité laser optimisée	84
5.11	Sommaire	87
6	Exploration de montages alternatifs pour diminuer l'instabilité Raman	88
6.1	Filtre intracavité à la longueur d'onde Raman	89
6.2	Réflecteur non linéaire	89
6.3	Cavité laser de basse puissance amplifiée	92
6.4	Montages recommandés	96
6.5	Sommaire	97
	Conclusion	99
	A Élimination des modes longitudinaux par effets non linéaires	102
	Bibliographie	104

Liste des tableaux

3.1	Propriétés de la fibre optique dopée à l'ytterbium <i>LMA-YDF-20/400</i> de <i>Nufern</i> .	41
3.2	Paramètres des fonctions de concordance pour la modélisation des sections efficaces de l'ytterbium.	42
3.3	Paramètres des fonctions de concordance pour la modélisation de la réponse Raman de la silice	44
5.1	Définition des paramètres de la cavité laser.	62
5.2	Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la variation de la puissance moyenne sur l'instabilité Raman.	63
5.3	Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la configuration de pompage sur l'instabilité Raman.	65
5.4	Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la longueur de fibre optique sur l'instabilité Raman.	67
5.5	Paramètres de simulation pour étudier l'effet de l'ordre de la supergaussienne du profil de réflectivité des FBG sur l'instabilité Raman.	69
5.6	Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la largeur de bande réfléchissante du HR sur l'instabilité Raman.	71
5.7	Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la largeur de bande réfléchissante du LR sur l'instabilité Raman.	73
5.8	Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la dispersion des FBG sur l'instabilité Raman.	75
5.9	Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la longueur d'onde centrale de la bande réfléchissante du LR sur l'instabilité Raman, alors que la longueur d'onde du HR est à 1070 nm.	77
5.10	Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la réflectivité du LR sur l'instabilité Raman.	80
5.11	Paramètres de simulation pour étudier l'effet du paramètre de GVD de la fibre optique de gain sur l'instabilité Raman.	84
5.12	Paramètres pour simuler la cavité minimisant l'instabilité Raman.	85
6.1	Paramètres de simulation de la cavité laser servant à la comparaison avec les montages alternatifs.	88

Liste des figures

1.1	Montage typique en pompage hybride copropagation et contrapropagation.	6
1.2	Représentation d'une coupe transversale et d'un profil de l'indice de réfraction d'une fibre optique à double gaine ayant une géométrie de gaine exotique.	6
1.3	Spectre d'un Yb-LFHPC typique en configuration de pompage en copropagation.	7
1.4	Niveaux d'énergie des ions d'ytterbium dans une matrice de verre de silice.	8
1.5	Sections efficaces d'absorption et d'émission de la transition de l'ytterbium autour de $1 \mu m$ dans la silice.	9
1.6	Représentation d'un FBG à haute réflectivité	12
2.1	Signal d'entrée pour la simulation de la propagation d'une impulsion gaussienne.	18
2.2	Effet de la dispersion sur une impulsion.	19
2.3	Impulsion ayant subi de la SPM.	21
2.4	Impulsion propagée dans un milieu non linéaire et à dispersion anormale.	22
2.5	Impulsion propagée dans un milieu non linéaire et à dispersion normale.	24
2.6	Impulsion retardée pouvant agir par XPM sur une première impulsion.	25
2.7	Impulsion ayant subi de la SPM et de la XPM par une impulsion retardée.	25
2.8	Représentation du transfert d'énergie par effet Raman.	26
2.9	Spectre de gain et réponse Raman de la silice	28
3.1	Illustration de la méthode de Fourier à pas alternés.	34
3.2	Modèle des sections efficaces.	43
3.3	Modèle de la réponse Raman de la silice	45
3.4	Illustration des étapes d'un tour de cavité laser dans le modèle de simulation unidirectionnel.	46
3.5	Illustration des étapes d'un tour de cavité laser dans le modèle de simulation bidirectionnel.	47
3.6	Illustration de l'effet spectral de la variation de la longueur du pas de simulation de la méthode de Fourier à pas alternés sur la présence d'artéfacts numériques.	49
3.7	Illustration de l'effet spectral de la variation de la longueur d'onde centrale de la simulation bidirectionnelle sur l'allure du pic spectral principal du signal.	49
4.1	Montage utilisé pour la validation des modèles de simulation.	54
4.2	Comparaison entre les spectres expérimental et simulés de la cavité du montage de Samuel Gouin à une puissance autour de 435 W.	54

4.3	Profils temporels de puissance et de fréquence instantanée à la sortie de la cavité du montage de Samuel Gouin [12].	55
4.4	Position de l'onde de Stokes Raman par rapport au signal principal à la sortie de la cavité du montage de Samuel Gouin [12].	56
4.5	Illustration de l'instabilité modale dans les modèles de simulation.	58
4.6	Fraction Raman pour dix simulations ayant les mêmes paramètres.	58
4.7	Spectres pour trois simulations ayant les mêmes paramètres.	59
5.1	Montage de simulation pour étudier l'effet de la variation des paramètres de la cavité laser sur l'instabilité Raman.	62
5.2	Spectres obtenus en variant la puissance moyenne du signal.	63
5.3	Fraction Raman obtenue en variant la puissance moyenne du signal.	64
5.4	Profils temporels de puissance obtenus en variant la puissance moyenne du signal.	64
5.5	Spectres obtenus en variant la configuration de pompage de la cavité.	65
5.6	Fraction Raman obtenue en variant la configuration de pompage de la cavité.	66
5.7	Profils temporels de puissance obtenus en variant la configuration de pompage de la cavité.	66
5.8	Variation de la puissance de sortie en fonction de la longueur de la fibre optique, en pompant à 1000 W en copropagation.	67
5.9	Spectres obtenus en variant la longueur de la fibre optique.	68
5.10	Fraction Raman obtenue en variant la longueur de la fibre optique.	68
5.11	Profils temporels de puissance obtenus en variant la longueur de la fibre optique.	69
5.12	Effets de la variation de l'ordre de la supergaussienne du profil de réflectivité des FBG sur le spectre et le profil temporel de puissance.	70
5.13	Effets de la variation de la largeur de bande réfléchissante du HR.	72
5.14	Spectres obtenus en variant la largeur de bande réfléchissante du LR.	73
5.15	Fraction Raman obtenue en variant la largeur de bande réfléchissante du LR.	74
5.16	Profils temporels de puissance obtenus en variant la largeur de bande réfléchissante du LR.	74
5.17	Fraction Raman et profils temporels de puissance obtenus en variant le paramètre de dispersion des réseaux de Bragg.	76
5.18	Effet de la variation de la longueur d'onde de Bragg du LR par rapport au HR sur la puissance moyenne.	78
5.19	Fraction Raman obtenue en variant la longueur d'onde centrale de la bande réfléchissante du LR, alors que la longueur d'onde du HR est à 1070 nm.	78
5.20	Spectres et profils temporels de puissance obtenus en variant la longueur d'onde centrale de la bande réfléchissante du LR, alors que la longueur d'onde du HR est à 1070 nm.	79
5.21	Fraction Raman obtenue en variant la réflectivité du LR.	80
5.22	Spectres obtenus en variant la réflectivité du LR.	81
5.23	Profils temporels de puissance obtenus en variant la réflectivité du LR.	81
5.24	Fraction Raman obtenue en variant le paramètre de GVD de la fibre optique de gain.	84
5.25	Puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance pompe injectée dans la cavité optimisée pour minimiser l'instabilité Raman.	85
5.26	Spectres, fraction Raman et profils temporels de puissance obtenus avec la cavité optimisée pour minimiser l'instabilité Raman.	86

6.1	Montage de simulation pour l'effet de la présence d'un filtre intracavité sur l'instabilité Raman.	89
6.2	Spectres obtenus en plaçant un filtre à l'intérieur de la cavité laser.	90
6.3	Montage de simulation pour l'effet de la présence d'un réflecteur non linéaire sur l'instabilité Raman.	90
6.4	Exemple de variation de la réflectivité d'un réflecteur non linéaire en fonction de la puissance.	91
6.5	Résultats de simulation obtenus en remplaçant le LR de la cavité par un réflecteur non linéaire.	92
6.6	Montage simulé avec une cavité laser de basse puissance, un amplificateur pompé en copropagation et un réflecteur de pompe.	93
6.7	Spectres obtenus avec le montage d'une cavité basse puissance amplifiée dans une fibre optique pompée en copropagation.	94
6.8	Montage simulé avec une cavité laser de basse puissance, un amplificateur pompé en contrapropagation et un réflecteur de pompe.	95
6.9	Spectres obtenus avec le montage d'une cavité basse puissance amplifiée dans une fibre optique pompée en contrapropagation.	95
6.10	Profil temporel de puissance obtenu avec le montage formé d'une cavité de basse puissance et d'un amplificateur de 20 m pompé en contrapropagation.	96
6.11	Spectres obtenus avec les quatre montages minimisant l'instabilité Raman, à une puissance de sortie moyenne d'environ 910 W.	97
A.1	Spectres normalisés pour 16 tours de cavité à la sortie d'un laser à fibre optique dopée à l'ytterbium pour des puissances de 11 W, 61 W et 786 W.	103

Liste des variables, sigles et abréviations

Variables, sigles et abréviations	Définitions
FBG	Réseau de Bragg fibré
GVD	Dispersion de la vitesse de groupe
HR	Réseau de Bragg de forte réflectivité
LFHPC	Laser à fibre optique de haute puissance en continu
LR	Réseau de Bragg de faible réflectivité
NLSE	Équation de Schrödinger non linéaire
SPM	Automodulation de phase
SRS	Diffusion Raman stimulée
TOD	Dispersion du troisième ordre
XPM	Modulation de phase croisée
Yb-LFHPC	Laser à fibre optique dopée à l'ytterbium de haute puissance en continu
A	Enveloppe complexe du champ électrique
\tilde{A}	Amplitude complexe spectrale
A_{coeur}	Aire du coeur de la fibre optique
A_{gaine}	Aire de la gaine de la fibre optique
A_{eff}	Aire effective du mode
B	Paramètre de dispersion d'un réseau de Bragg
c	Vitesse de la lumière dans le vide
$c.c.$	Conjugué complexe
\hat{D}	Opérateur de gain et de dispersion
E	Champ électrique
F	Distribution transversale du champ électrique
f_R	Proportion de la non-linéarité attribuable à l'effet Raman
f_{max}	Fréquence maximale dans la simulation
f_{min}	Fréquence minimale dans la simulation
g	Gain sur le signal
g_p	Gain sur la pompe
h_R	Réponse impulsionnelle
\tilde{h}_R	Fonction de transfert Raman
n_{eff}	Indice de réfraction effectif
\tilde{n}	Indice de réfraction total
n	Indice de réfraction linéaire

Variables, sigles et abréviations	Définitions
\bar{n}_2	Indice de réfraction non linéaire
n_2	Paramètre non linéaire de Kerr
N_1	Densité de population électronique du niveau inférieur de la transition
N_2	Densité de population électronique du niveau supérieur de la transition
N_{tot}	Densité totale d'ions d'ytterbium
\hat{N}	Opérateur non linéaire
N	Fonction des non-linéarités bidirectionnelles
m	Ordre de la supergaussienne d'un réseau de Bragg
P	Puissance du signal
\tilde{P}	Spectre en puissance du signal
P_p	Puissance de pompe
P	Polarisation induite dans le milieu
R_{ij}	Taux de transfert du niveau i au niveau j
R	Réflectivité en puissance d'un réseau de Bragg
r	Profil de réflectivité en amplitude d'un réseau de Bragg
RK	Terme Runge-Kutta
S	Densité spectrale de puissance
t	Temps
T	Domaine temporel adapté à la vitesse de groupe
Δt	Échantillonnage temporel des simulations
z	Axe de propagation dans la fibre optique
Δz	Pas de simulation
$+$	Copropagation
$-$	Contrapropagation
β	Constante de propagation
β_0	Nombre d'onde de la porteuse
β_i	Dispersion d'ordre i
Γ	Facteur de confinement dans le coeur de la fibre optique
Γ_p	Facteur de recouvrement de la pompe sur le coeur de la fibre optique
γ	Coefficient non linéaire
ϵ_0	Permittivité du vide
Λ	Pas spatial du réseau de Bragg
λ	Longueur d'onde
λ_B	Longueur d'onde de Bragg
$\Delta\lambda$	Largeur de bande en longueur d'onde
τ	Temps de vie du niveau d'énergie supérieur
σ_{ij}	Sections efficaces de la transition du niveau i au niveau j
ϕ	Déphasage par rapport à la porteuse
ϕ_0	Phase de l'onde porteuse
χ^j	Tenseur de la susceptibilité d'ordre j
χ_K	Tenseur de la susceptibilité lié à l'effet Kerr
χ_R	Tenseur de la susceptibilité lié à l'effet Raman
ω	Fréquence angulaire
ω_s	Fréquence angulaire dominante du signal
ω_p	Fréquence angulaire de la pompe
ω_0	Fréquence angulaire centrale de la simulation

All we have to decide is what to
do with the time that is given us.

Gandalf, The Lord of the Rings
par J. R. R. Tolkien

Remerciements

Je voudrais remercier mon directeur de recherche Michel Piché et mon codirecteur Michel Olivier pour leur aide au cours de ce projet de maîtrise. M. Piché a été un guide extraordinaire ces dernières années. Tout au long du projet, il a su me diriger au travers des embûches, rendant la tâche intéressante et plaisante du début à la fin. J'ai eu la chance d'en apprendre énormément, également grâce aux grands talents de pédagogue de Michel Olivier. Peu importe la complexité du concept dont il était question, Michel O. savait me l'expliquer clairement et simplement. Je remercie également Michel P. et Michel O. pour leur disponibilité et l'autonomie qu'ils m'ont donnée ces deux dernières années. Ce fut un plaisir de travailler avec vous.

Je remercie Guillaume Brochu et Alain Villeneuve pour leur collaboration en début de projet, de même que Samuel Gouin, qui m'a fourni les détails de son montage expérimental, permettant ainsi de valider les modèles de simulation développés.

Je remercie mes parents qui m'ont toujours supporté et motivé dans mes études. J'en suis ici aujourd'hui grâce à vous, plus que quiconque.

Je remercie finalement mes amis et collègues au COPL d'avoir rendu ces deux années des plus agréables.

Mathieu

Introduction

Inspiré par les travaux sur les masers durant les années 1950, Theodore H. Maiman a développé le premier laser en 1960 à partir d'un cristal de rubis pompé par une lampe flash [48]. Depuis, les technologies laser n'ont cessé de progresser et ont joué un rôle crucial dans l'atteinte de la société connectée dans laquelle nous vivons en 2018. Une multitude de designs ont été développés, tels que les lasers à l'état solide, les lasers à gaz, les lasers à fibre optique et autres. Les lasers à fibre optique, communément appelés lasers à fibre, comportent plusieurs avantages leur étant propres. En effet, puisque la lumière se propageant dans les fibres optiques est isolée de l'environnement extérieur et est guidée lors de sa propagation, les lasers à fibre sont généralement plus robustes face aux manipulations et aux vibrations. Typiquement, les lasers à fibre ont également une large bande de gain, une grande efficacité et une bonne dissipation de la chaleur, grâce à leur géométrie allongée. La distribution du gain sur toute la longueur d'une fibre optique dopée permet d'obtenir un gain important et d'atteindre de hautes puissances moyennes. Tous ces avantages ont contribué au développement de lasers à fibre optique de haute puissance [42].

Les premiers lasers à fibre de haute puissance en continu (LFHPC) ayant atteint les kilowatts ont été produits avec des fibres optiques dopées à l'ytterbium comme milieu de gain au début des années 2000 [18]. Depuis, ce sont les LFHPC les plus répandus et ils sont utilisés principalement pour des procédés industriels, tels que la découpe et la soudure de métaux [23]. Les lasers à fibre ont la croissance la plus importante dans ce domaine d'applications, grâce à leurs nombreux avantages par rapport à d'autres types de montages, comme les lasers à CO₂. L'élimination de la propagation libre limite les risques de dégradation de la qualité du faisceau et de perte de puissance, de même que la complexité de l'alignement. Les performances sont également meilleures, avec des vitesses de découpe de deux à cinq fois plus rapides et la possibilité de découper des matériaux hautement réfléchissants. Les lasers à fibre ont également une efficacité énergétique de 70% supérieure aux lasers à CO₂, réduisant ainsi les coûts de fonctionnement [55]. Par conséquent, la croissance de la part des LFHPC dans le marché de l'usinage de métaux devrait se poursuivre dans les prochaines années.

Il y a tout de même quelques défis à surmonter pour permettre l'atteinte de niveaux de puis-

sance dans les kilowatts par les LFHPC. La forte dissipation de la puissance sous forme de chaleur peut éventuellement dégrader le polymère d'enrobage de la fibre de gain et mener à sa rupture [21]. Les effets non linéaires sont aussi très importants dans les LFHPC, puisque l'intensité du signal dans le coeur de la fibre est extrêmement élevée. Pour limiter ces effets non linéaires, il est possible d'utiliser une fibre de gain ayant des microstructures [28; 52]. Ces microstructures ont cependant le désavantage de complexifier la fabrication de la fibre optique et le montage de la cavité laser. Pour diminuer l'intensité du signal dans le coeur de la fibre, il est également possible d'utiliser une fibre optique à grande aire modale effective [19; 34; 27; 39; 53]. Ces fibres ont le désavantage d'être limitées sur l'addition de codopants dans la matrice de verre, car la variation d'indice qu'ils causent peut faire perdre la caractéristique monomode de la fibre à la longueur d'onde d'opération du laser. Sans la présence de codopants comme le phosphore, la fibre de gain est alors plus vulnérable au photonoircissement, qui limite l'efficacité du laser à long terme [9; 17]. Dans le cas où la fibre n'est pas strictement monomode, il y a alors également des instabilités modales qui peuvent dégrader la qualité du faisceau [43]. Ces problèmes rendent l'augmentation de la puissance de sortie de ce type de lasers plutôt limitée par rapport à ce qui a été fait jusqu'à présent, à moins de trouver des moyens novateurs de contourner ces limitations.

La diffusion Raman stimulée (SRS) est un effet non linéaire qui affecte particulièrement le spectre du signal des LFHPC. Dans les lasers à fibre optique dopée à l'ytterbium de haute puissance en continu (Yb-LFHPC), cet effet transfère une partie de la puissance de la longueur d'onde principale d'émission des lasers, autour de 1070 nm, à la première bande de Stokes Raman à une longueur d'onde autour de 1120 nm [5; 46], ce qu'on appelle l'instabilité Raman. Cette puissance transférée est inutilisable, et peut même être dangereuse pour le système et les utilisateurs du laser. Il y a donc un intérêt marqué pour réduire au maximum cette instabilité Raman, et ainsi améliorer les performances des Yb-LFHPC.

Des travaux expérimentaux ont permis de développer différentes stratégies afin de réduire l'instabilité Raman. La stratégie la plus répandue est de filtrer les longueurs d'onde indésirables à la sortie de la cavité laser. Récemment, il a été montré que ce filtrage peut être effectué à l'aide d'un réseau à longue période [15]. Cette méthode a cependant le désavantage de ne pas réduire le transfert de puissance de la longueur d'onde d'opération à la longueur d'onde Raman. La puissance est donc toujours limitée par la SRS. Le choix d'une configuration de pompage judicieuse permet aussi de limiter l'instabilité Raman [5; 12]. Comme il sera présenté plus en détail dans ce mémoire, les Yb-LFHPC tout fibre ont typiquement deux réseaux de Bragg (FBG) dans le coeur des fibres optiques, l'un ayant une haute réflectivité (HR) et l'autre une faible réflectivité (LR). Ce dernier sert de coupleur de sortie de la cavité laser. Des profils de réflectivité exotiques du LR ont semblé pouvoir limiter la génération de SRS [54]. Plus simplement, il a été montré qu'en utilisant un LR ayant une large bande de réflectivité, le transfert de puissance est moindre [46].

L'utilisation d'un LR à large bande de réflectivité va à l'encontre de l'intuition habituelle pour limiter la génération de SRS. En effet, intuitivement, un LR ayant une bande réfléchissante plus large favorise un spectre autour du pic central à la longueur d'onde d'opération plus large, pouvant générer du signal à la longueur d'onde Raman, laquelle pourra subir un gain par SRS. Jusqu'en 2017, aucune explication de ce comportement contre-intuitif n'avait été présentée autant dans les travaux expérimentaux décrits plus haut que dans les travaux théoriques réalisés à partir de simulations numériques [4; 31; 32]. Il y a donc un manque de compréhension de l'évolution du signal laser des Yb-LFHPC. Une meilleure compréhension permettrait de mieux planifier la conception de ces lasers afin d'y minimiser l'instabilité Raman.

Le but du projet de maîtrise présenté dans ce mémoire était donc de développer un modèle de simulation numérique de Yb-LFHPC, afin de comprendre et d'identifier les mécanismes dominants qui favorisent l'instabilité Raman et de trouver des configurations de montage la minimisant. Afin d'y parvenir, deux modèles de simulation ont été créés, l'un considérant un seul signal se propageant dans la cavité laser, semblable à celui de Liu [31], et l'autre considérant deux signaux se propageant en sens opposés. Une analyse approfondie du signal généré par les simulations d'une multitude de configurations différentes a permis d'identifier les facteurs favorisant la génération de l'instabilité Raman. Ces facteurs sont une grande puissance moyenne du signal, une grande longueur de la fibre optique de gain, une largeur de bande réfléchissante du LR plus étroite, une réflectivité plus faible du LR et un pompage en contrapropagation.

Le mémoire est divisé en six chapitres. Le premier chapitre est une introduction aux Yb-LFHPC. Un montage tout fibre typique y est présenté ainsi que les performances atteignables. Il y a également une description du gain généré par les ions d'ytterbium et de la rétroaction par les FBG.

Le second chapitre est un résumé des effets pouvant affecter la propagation du signal dans la fibre optique. Les pertes, la dispersion, l'effet Kerr et l'effet Raman y sont décrits brièvement. Ces effets sont inclus dans deux modèles de simulation différents. Le premier est unidirectionnel et le second est bidirectionnel. Ces modèles résolvent des versions adaptées de l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée pour inclure l'effet Raman et représenter adéquatement la propagation du signal dans la cavité laser. Les équations de propagation du signal dans la fibre optique des modèles unidirectionnel et bidirectionnel sont également présentées.

Le troisième chapitre présente les détails de la méthode numérique utilisée pour les simulations. Les équations de propagation dans la fibre optique sont résolues par la méthode de Fourier à pas alternés. Les calculs des paramètres de la fibre optique et des FBG sont détaillés et le fonctionnement global des simulations est décrit.

Le quatrième chapitre présente la validation des modèles de simulation. Les résultats des modèles unidirectionnel et bidirectionnel sont comparés entre eux et à des résultats expérimentaux produits par Samuel Gouin [12]. De plus, les mécanismes de base se déroulant dans la cavité laser sont étudiés.

Le cinquième chapitre est une étude méthodique de l'effet des différents paramètres de la cavité laser sur le niveau de puissance transférée par effet Raman. Les mécanismes dominants qui favorisent l'instabilité Raman sont identifiés et expliqués. Une cavité laser optimale permettant de minimiser l'effet Raman est déduite à partir de ces résultats.

Le sixième chapitre est une exploration de montages alternatifs pour minimiser l'effet Raman dans les Yb-LFHPC. En effet, des montages simulés incluant un filtre dans la cavité à la longueur d'onde de Stokes Raman, un réflecteur non linéaire ou une cavité de basse puissance amplifiée ont montré une réduction significative de l'intensité de l'onde de Stokes Raman. Parmi tous les montages simulés, la cavité optimisée présentée au chapitre 5 et la cavité de basse puissance amplifiée ont les performances les plus intéressantes pour leur faible instabilité Raman.

Chapitre 1

Introduction aux lasers à fibre optique dopée à l'ytterbium de haute puissance

En milieu industriel, les Yb-LFHPC en configuration tout fibre sont les plus intéressants pour leur robustesse et durabilité. Les modèles de simulation développés dans le cadre de ce projet de maîtrise sont donc basés sur des configurations tout fibre. Ce premier chapitre présente un montage typique de Yb-LFHPC, ainsi que les composants de base permettant l'effet laser avec une telle cavité, c'est-à-dire les transitions atomiques des ions de dopant d'ytterbium dans la fibre de gain et la rétroaction des FBG. Il s'agit donc ici d'une introduction au fonctionnement d'un tel laser.

1.1 Montages typiques de lasers à fibre optique dopée à l'ytterbium en régime continu de haute puissance

Une cavité laser doit avoir un milieu de gain pompé, afin de créer une inversion de population des niveaux d'énergie de ses ions actifs, et une rétroaction provoquée par des réflecteurs ou par une géométrie circulaire de la cavité. En milieu industriel, les Yb-LFHPC sont tout fibre, c'est-à-dire que toute la propagation de la lumière se fait à l'intérieur de fibres optiques. Les Yb-LFHPC sont typiquement montés sous la forme de cavités linéaires. En montage tout fibre, les réflecteurs sont alors un HR et un LR servant de coupleur de sortie. Les FBG sont habituellement inscrits dans des fibres optiques passives fusionnées aux extrémités de la fibre de gain, mais il est également possible de les inscrire à l'intérieur de la fibre de gain elle-même [12]. Ainsi, le nombre d'épissures nécessaires pour le montage de la cavité est réduit, minimisant les pertes, dans le but de maximiser les performances du laser. Un bout de fibre optique passive est placé à la sortie du laser, où un éliminateur de modes de gaine permet de conserver seulement le signal se propageant dans le coeur de la fibre optique [5; 12].

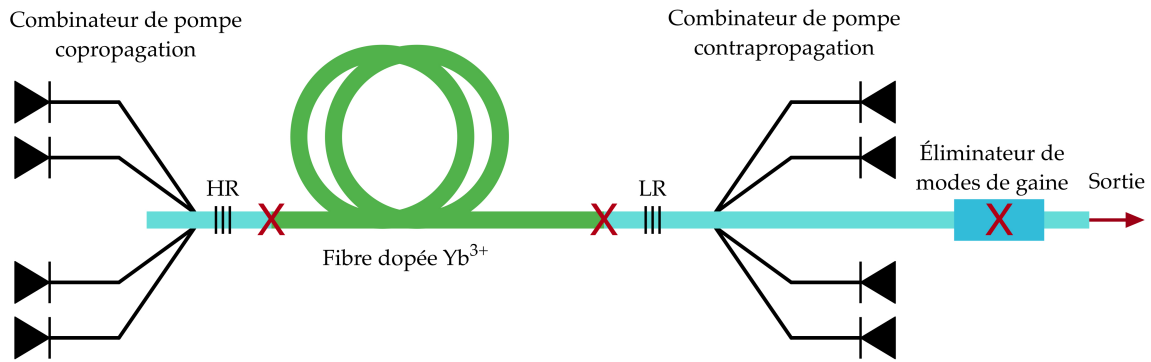


Figure 1.1 – Montage typique en pompage hybride copropagation et contrepropagation.

Le pompage peut être effectué en copropagation, c'est-à-dire en direction de la sortie du laser ou en contrepropagation, c'est-à-dire en direction opposée à la sortie du laser, ou en une combinaison de ces deux configurations. La figure 1.1 montre un montage où la configuration de pompe est hybride. Il suffit d'enlever un pompage de l'un ou l'autre des côtés de la cavité pour obtenir les montages avec le pompage en copropagation ou en contrepropagation. Les longueurs d'onde de pompage sont typiquement entre 910 nm et 980 nm.

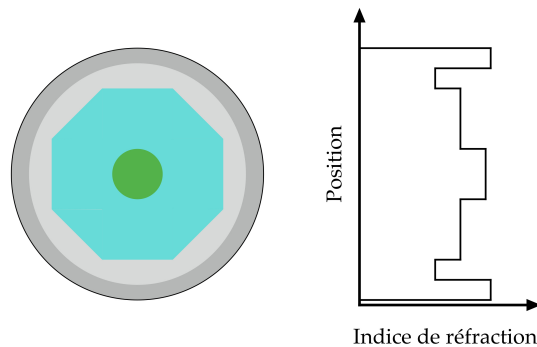


Figure 1.2 – Représentation d'une coupe transversale et d'un profil de l'indice de réfraction d'une fibre optique à double gaine ayant une géométrie de gaine exotique.

Les fibres optiques de gain utilisées sont à double gaine, où une première couche d'enrobage autour de la gaine de la fibre optique a un indice de réfraction plus bas que la gaine, créant ainsi une condition de guidage dans la gaine en plus du guidage par le coeur. La pompe injectée se propage alors dans la gaine et le signal est généré par les ions du dopant dans le coeur de la fibre à partir de l'amplification du bruit quantique. Le saut d'indice entre le coeur

et la gaine crée une condition de guidage dans le coeur. La configuration de pompage par la gaine est essentielle, car les diodes de pompe utilisées ayant des puissances élevées ont un signal de sortie avec une ouverture numérique très grande. Il est alors impossible d’injecter le signal de pompe dans le coeur de la fibre optique sans pertes considérables. La gaine des fibres optiques à double gaine a également une ouverture numérique très grande, ainsi qu’une surface transversale très grande. Il est donc possible d’injecter un signal de pompe fortement multimode dans la gaine. Afin de favoriser l’interaction du signal de pompe avec le coeur dopé de la fibre optique, il est possible de donner une géométrie exotique à la gaine, telle que sur la figure 1.2. Les modes circulaires de gaine pouvant éviter l’interaction dans le coeur de la fibre optique sont alors supprimés.

Deux types de fibres optiques peuvent généralement être utilisés comme milieu de gain de ces lasers, c’est-à-dire les fibres optiques dopées au phosphore et les fibres optiques à grande aire modale effective. Le dopage au phosphore dans les fibres optiques permet de réduire le photonoircissement et ainsi améliorer les performances à long terme du laser, mais ces fibres optiques ont un coeur de petite dimension, favorisant les effets non linéaires. Les fibres optiques à grande aire modale effective ont l’avantage de réduire les effets non linéaires, mais sont limitées sur l’ajout de dopant de phosphore, ce qui augmente les risques de photonoircissement et mène à une baisse des performances à long terme [9; 17].

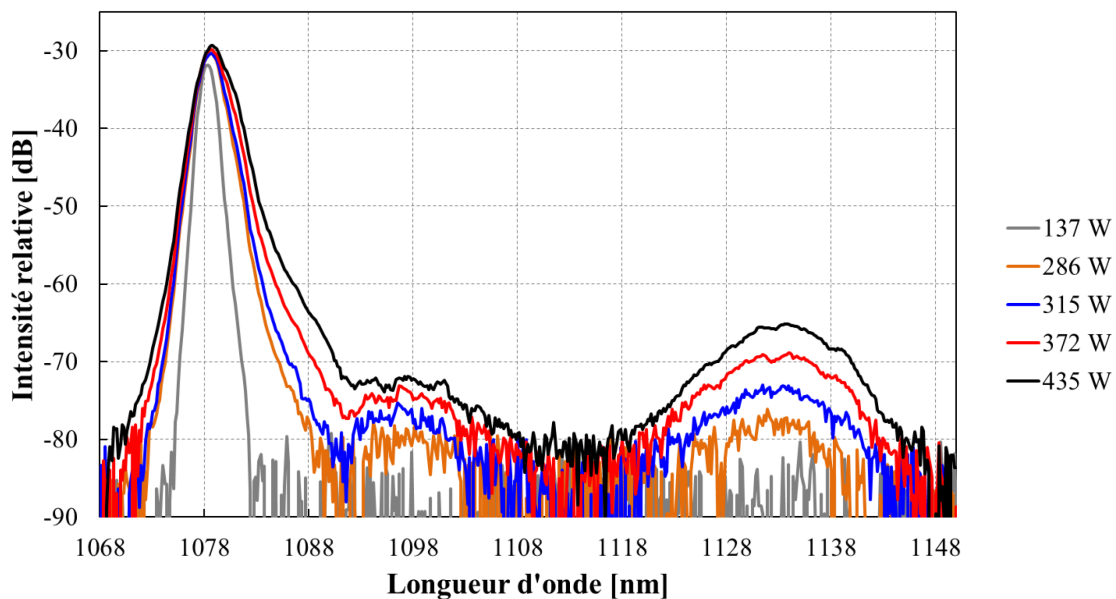


Figure 1.3 – Spectre d’un Yb-LFHPC typique en configuration de pompage en copropagation, tiré du mémoire de Samuel Gouin [12].

Avec un montage comme à la figure 1.1, c’est-à-dire une cavité tout fibre ayant des FBG comme réflecteurs, la puissance maximale atteinte est d’environ 5 kW, avec une efficacité autour de 80% [38; 47]. Cette puissance a été produite en utilisant des fibres optiques d’une grande aire modale effective afin de limiter l’effet Raman. En théorie, des puissances jusqu’à

des dizaines de kilowatts peuvent être atteintes en utilisant une ou plusieurs étapes d’amplification [56]. Typiquement, les Yb-LFHPC sont opérés avec des puissances de quelques centaines de watts à 1 kilowatt. Samuel Gouin a réalisé un Yb-LFHPC avec une cavité laser sans épissure dans le cadre de sa maîtrise [12]. La figure 1.3 montre les spectres obtenus à partir de son montage avec une pompe en copropagation. On remarque deux pics distincts. Le premier à 1078 nm est le pic principal du signal et le second autour de 1130 nm est causé par l’effet Raman.

1.2 Gain généré par les ions d’ytterbium

Pour générer l’effet laser dans une fibre optique, il faut un dopant actif dans la matrice de verre. Les ions de terres rares comme l’erbium, l’ytterbium, le néodyme, le thulium et d’autres sont fréquemment utilisés comme dopants. Le choix de l’ion de dopant dépend de la longueur d’onde d’émission désirée. Dans une matrice de silice, l’ytterbium a un spectre d’émission assez large autour de la longueur d’onde de 1 μm , produit par un système de transitions électroniques à deux niveaux d’énergie. La figure 1.4 montre les niveaux d’énergie et les transitions associées. L’émission est produite à partir des transitions entre les niveaux d’énergie $^2F_{7/2}$ (le niveau inférieur) et $^2F_{5/2}$ (le niveau supérieur). L’effet Stark divise chacun des niveaux en sous-niveaux d’énergie. Le niveau inférieur a quatre sous-niveaux, tandis que le niveau supérieur a trois sous-niveaux. Lorsqu’un électron se fait exciter ou désexciter à un sous-niveau supérieur de chacun des niveaux, il se relaxe très rapidement au sous-niveau le plus bas. À température ambiante (environ 300 K), 94% des électrons dans chacun des niveaux d’énergie se trouvent au sous-niveau le plus bas [44; 45].

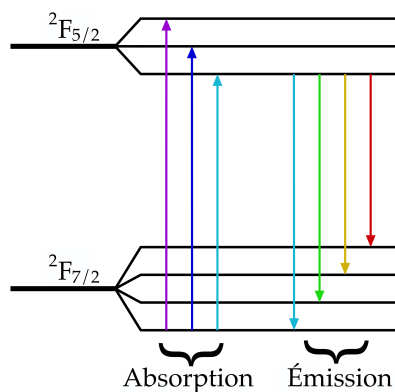


Figure 1.4 – Niveaux d’énergie des ions d’ytterbium dans une matrice de verre de silice.

Pour générer l’effet laser, il faut exciter les électrons du niveau inférieur au niveau supérieur par la présence de photons de pompe. Les électrons peuvent ensuite se désexciter du niveau supérieur au niveau inférieur en émettant un photon de signal. Le temps de vie du niveau supérieur de l’ytterbium est d’environ 0,9 ms [44; 45]. Chaque sous-niveau est élargi par

les inhomogénéités du verre et par des effets collisionnels avec les phonons, lesquels sont dépendants de la température. L'ensemble des transitions entre les différents sous-niveaux élargis forme des sections efficaces d'absorption et d'émission qui couvrent une large bande spectrale (figure 1.5).

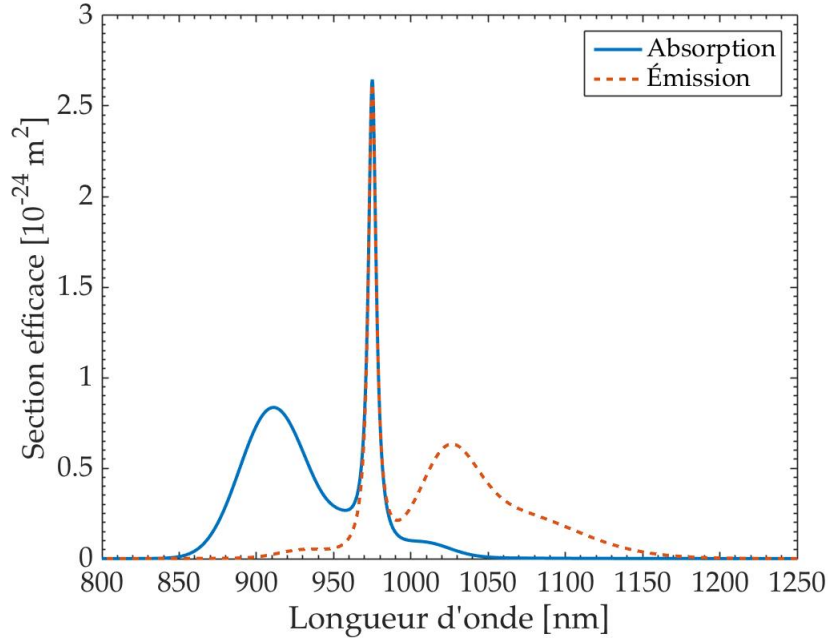


Figure 1.5 – Sections efficaces d'absorption et d'émission de la transition de l'ytterbium autour de $1 \mu\text{m}$ dans la silice.

Sur la figure 1.5, on remarque que l'ytterbium a une large bande d'absorption entre 900 et 980 nm. Il existe actuellement une multitude de diodes laser sur le marché qui émettent dans ces longueurs d'onde; il est donc relativement facile de trouver des diodes de pompe pour les Yb-LFHP. La large bande d'émission de 950 à 1150 nm permet également d'accorder le laser sur une grande plage de longueurs d'onde.

Pour générer un gain, il doit y avoir une inversion de population entre les niveaux supérieur et inférieur. En un point donné z dans la fibre dopée à l'ytterbium, considérant que chacun des niveaux possède une densité de population électronique évoluant dans le temps $N_1(z, t)$ ou $N_2(z, t)$ pour les niveaux inférieur et supérieur respectivement, un temps de vie τ du niveau supérieur et un taux de transfert $R_{ij}(z)$ entre les niveaux i et j , il est possible d'obtenir les équations d'évolution des densités de populations des niveaux d'énergie suivantes [48] :

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -R_{12}N_1 + R_{21}N_2 + \frac{N_2}{\tau}, \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = R_{12}N_1 - R_{21}N_2 - \frac{N_2}{\tau}. \quad (1.2)$$

En régime permanent, il peut être considéré que les densités de population des niveaux d'énergie demeurent constantes dans le temps ($\partial N/\partial t = 0$). Il est alors possible de résoudre les équations (1.1) et (1.2) et d'en déduire une expression analytique pour la densité de population du niveau d'énergie inférieur N_1 . Supposant une densité d'ions d'ytterbium totale N_{tot} dans la matrice de verre de silice, et que tous les électrons de la transition sont dans les niveaux $^2F_{7/2}$ ou $^2F_{5/2}$ des ions d'ytterbium, il est également possible de déduire la population du niveau d'énergie supérieur N_2 . On trouve ainsi [48] :

$$N_1(z) = N_{tot} \frac{R_{21}(z)\tau + 1}{R_{12}(z)\tau + R_{21}(z)\tau + 1} \quad (1.3)$$

$$N_2(z) = N_{tot} - N_1(z). \quad (1.4)$$

Les taux de transfert $R_{ij}(z)$ dépendent de la contribution de toutes les fréquences présentes dans le coeur de la fibre optique au point z . Cette contribution varie en fonction de l'intensité et de la section efficace $\sigma_{ij}(\omega)$ pour chacune des fréquences ω . Il y a toujours une partie de la puissance des modes se propageant dans la fibre optique qui se propage à l'extérieur du coeur. Il faut alors considérer seulement la proportion de la puissance se trouvant dans le coeur pour le calcul du gain, car seulement cette portion de la puissance interagira avec les ions d'ytterbium. On considère donc $\Gamma(\omega)$ le facteur de confinement de chaque fréquence, calculé à partir des caractéristiques de la fibre optique [6]. L'expression des taux de transfert est :

$$R_{ij}(z) = \frac{\sigma_{ij}(\omega_p)P_p(z)\Gamma_p}{A_{coeur}\hbar\omega_p} + \int \frac{\sigma_{ij}(\omega)S(z,\omega)\Gamma(\omega)}{A_{coeur}\hbar\omega} d\omega, \quad (1.5)$$

où ω_p est la fréquence optique de la pompe, $P_p(z)$ est la puissance de la pompe, Γ_p est le facteur de recouvrement de la pompe sur le coeur, $S(z,\omega)$ est la densité spectrale de puissance du signal, A_{coeur} est l'aire du coeur et \hbar est la constante de Planck. On peut supposer que la pompe est uniformément distribuée sur toute la surface transversale de la gaine. Γ_p est alors le rapport entre l'aire du coeur et l'aire de la gaine :

$$\Gamma_p = \frac{A_{coeur}}{A_{gaine}}. \quad (1.6)$$

Connaissant les densités de population des niveaux d'énergie obtenues à partir des taux de transfert, il est alors possible d'obtenir le gain en fonction de la fréquence par unité de longueur de propagation dans la fibre à une position z pour le signal et la pompe :

$$g(z, \omega) = [\sigma_{21}(\omega)N_2(z) - \sigma_{12}(\omega)N_1(z)]\Gamma(\omega), \quad (1.7)$$

$$g_p(z) = [\sigma_{21}(\omega_p)N_2(z) - \sigma_{12}(\omega_p)N_1(z)]\Gamma_p. \quad (1.8)$$

De cette expression, la variation de la puissance d'un signal pour chacune des fréquences du signal $P(z, \omega)$ et de la pompe $P_p(z)$ lors de leur propagation dans la fibre optique dopée à l'ytterbium sera donc :

$$\frac{\partial \tilde{P}(z, \omega)}{\partial z} = g(z, \omega)\tilde{P}(z, \omega), \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial P_p(z)}{\partial z} = g_p(z)P_p(z). \quad (1.10)$$

La résolution de ces équations permet donc d'obtenir l'évolution de la puissance du signal et de la pompe à tous les points z dans la fibre optique dopée.

1.3 Réseaux de Bragg dans les fibres optiques

Une rétroaction du signal dans la cavité est nécessaire pour obtenir un effet laser. Certains montages expérimentaux utilisent des miroirs en propagation libre. En conditions industrielles, les Yb-LFHPC doivent être robustes face aux manipulations, et donc doivent nécessiter un minimum d'alignement. L'utilisation de FBG comme miroirs est donc très répandue, car ces réflecteurs se trouvent dans le coeur de la fibre optique et permettent donc des montages de Yb-LFHPC tout fibre. Les FBG servent du même coup au filtrage du signal réfléchi, car ils ont une bande spectrale réfléchissante qui dépend de leurs conditions d'inscription dans le coeur de la fibre. Ils permettent donc de déterminer la longueur d'onde d'émission du laser.

Les FBG réfléchissent le signal grâce à une modulation de l'indice de réfraction de la matrice de verre dans la fibre optique. La réflexion produite par cette modulation d'indice de réfraction est générée par l'interférence constructive entre les différentes réflexions se produisant aux modulations périodiques de l'indice de réfraction. La période spatiale des modulations d'indice de réfraction dans la fibre optique détermine la longueur d'onde centrale du FBG selon :

$$\lambda_B = 2n_{\text{eff}}\Lambda, \quad (1.11)$$

où λ_B est la longueur d'onde de Bragg, c'est-à-dire la longueur d'onde centrale du FBG, n_{eff} est l'indice de réfraction effectif du milieu dans lequel est inscrit le réseau et Λ est le pas du FBG, c'est-à-dire la distance entre deux pics de modulation successifs de l'indice de réfraction. Il est également possible de produire des FBG avec un pas Λ non-uniforme. Cette variation du pas a pour effet de créer une variation de la longueur d'onde de Bragg avec la position dans le FBG. Ainsi, le FBG a un effet dispersif sur le signal qu'il réfléchit. Ce type de FBG est couramment utilisé pour compenser la dispersion causée par la propagation de signaux de télécommunication sur de longues distances dans des fibres optiques, ainsi que pour comprimer ou étirer les impulsions de lasers à impulsions brèves.

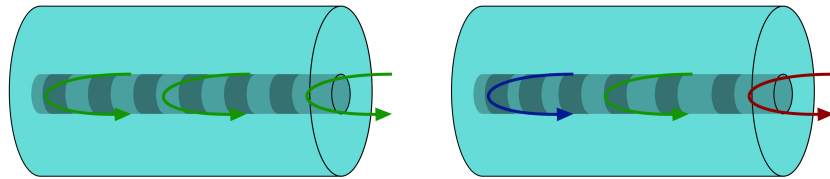


Figure 1.6 – Représentation d'un FBG à haute réflectivité à pas constant (gauche) et à pas variant linéairement (droite).

Dans les Yb-LFHPC tout-fibre à cavité linéaire, il y a un FBG inscrit à chaque extrémité de la cavité laser. Le LR sert de coupleur de sortie, à cause de sa réflectivité faible, qui est habituellement moins de 30%. Le HR a une réflectivité très grande, typiquement de 99%, afin de minimiser les pertes et maximiser les performances. Comme il sera discuté dans le prochain chapitre, les hautes puissances des Yb-LFHPC peuvent générer un fort élargissement spectral par effets non linéaires. Il est donc avantageux d'utiliser un HR ayant une large bande réfléchissante, laquelle permet de conserver la puissance ayant été transférée à d'autres longueurs d'onde que la longueur d'onde d'émission principale du laser à l'intérieur de la cavité laser.

Un problème lié à l'utilisation de FBG pour la réflexion d'un signal de haute puissance est l'augmentation de leur température. Dans certains cas, les défauts dans le FBG peuvent engendrer des pertes et une absorption locale du signal. Cette absorption crée une augmentation de leur température et ainsi une modification de l'indice de réfraction. La longueur d'onde de Bragg λ_B du réseau peut alors être modifiée vers des longueurs d'onde plus grandes. Samuel Gouin [12] a vu une modification importante de la longueur d'onde de Bragg du LR du Yb-LFHPC produit dans le cadre de sa maîtrise. À haute puissance, le LR peut ainsi réfléchir à une longueur d'onde à l'extérieur de la bande réfléchissante du HR, ce

qui génère d'énormes pertes et limite considérablement l'efficacité du laser. Afin d'éviter de tels effets thermiques, il peut donc être judicieux de refroidir les FBG pour des montages à de très hautes puissances.

1.4 Sommaire

En résumé, ce chapitre est une introduction aux Yb-LFHPC. Un montage typique en configuration tout fibre a été présenté. Le Yb-LFHPC typique est composé d'une fibre optique à double gaine dopée à l'ytterbium à grande aire modale effective ou codopée au phosphore et de deux FBG. Le pompage est fait par la gaine, avec une combinaison de pompes en co-propagation, en contrapropagation ou avec un hybride des deux configurations. Il y a un HR avec 99% de réflectivité et un LR avec typiquement moins de 30% de réflectivité, servant de coupleur de sortie de la cavité. Il s'agit donc d'une cavité linéaire. L'effet laser est généré par les ions d'ytterbium dans une matrice de verre de silice. Il s'agit d'une transition à deux niveaux d'énergie dont le temps de vie du niveau supérieur est d'environ 0,9 ms. L'ytterbium a une section efficace d'absorption élevée entre 900 et 980 nm et une section efficace d'émission importante entre 950 et 1150 nm.

Avec l'information de ce chapitre, il serait possible de simuler la plupart des lasers continus de basse puissance. En fait, les lasers à basse puissance ont habituellement un spectre très étroit. Ainsi, la simulation de la puissance est suffisante pour bien représenter le comportement du laser. Pour les Yb-LFHPC, la haute puissance entraîne de forts effets non linéaires, causés par la propagation dans les fibres optiques, et donc un élargissement considérable du spectre. Pour simuler adéquatement le laser, il faut alors tenir compte de ces effets et simuler l'évolution spectrale du signal. Le prochain chapitre présentera les autres effets de la propagation dans les fibres optiques sur un signal de haute puissance.

Chapitre 2

Propagation d'un signal de haute puissance dans les fibres optiques

La propagation dans une fibre optique affectera le signal de plusieurs façons. Ce chapitre présente les effets ayant l'impact le plus important sur le signal de haute puissance lors de sa propagation, dans le but de définir les équations de propagation des deux modèles de simulation. Un formalisme mathématique de description du signal sera d'abord présenté. Ensuite, les effets pouvant avoir un impact lors de la propagation d'un signal dans une fibre optique seront décrits. Ces effets sont les pertes, la dispersion, l'effet Kerr, l'effet Raman et la polarisation.

2.1 Formalisme

Avant de débiter les détails des effets de propagation du signal laser dans une cavité fabriquée à partir d'une fibre optique, il est de mise d'introduire un formalisme de représentation du signal. Considérons donc un signal laser polarisé linéairement dans un axe \hat{x} se propageant dans une fibre optique. Il s'agit donc d'un champ électrique dans l'espace et le temps $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ [1] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hat{x}}{2} \left(F(x, y) A(z, t) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} \right) + c.c.. \quad (2.1)$$

De l'équation (2.1), on remarque la distribution transversale du champ électrique dans la fibre $F(x, y)$, qui est propre à la géométrie de la fibre et qui demeure constante tout au long de la propagation dans le cas où un seul mode se propage. Il y a également la phase de l'onde porteuse $\phi_0(z, t) = \beta_0 z - \omega_0 t$, prenant en considération le nombre d'onde β_0 et la fréquence porteuse du signal ω_0 . *c.c.* est le conjugué complexe. Dans la direction de propagation z , on considère l'amplitude complexe du champ électrique $A(z, t)$, qui constitue l'enveloppe du

champ électrique. En se plaçant à la fréquence de référence ω_0 , ayant un nombre d'onde β_0 dans la fibre optique, il est alors possible d'obtenir l'équation de propagation de $A(z, t)$ dans la fibre optique en faisant l'approximation que cette enveloppe varie lentement par rapport aux variations de la porteuse. Le module de cette enveloppe contient l'information pour reconstruire le profil temporel de puissance instantanée du signal alors que sa phase nous renseigne sur son contenu spectral comme décrit plus loin.

On peut définir l'amplitude complexe $A(z, t)$ de sorte que la puissance du signal soit $P(z, t) = |A(z, t)|^2$, avec le déphasage $\phi(z, t)$ par rapport à la phase porteuse $\phi_0(z, t)$. L'expression de l'amplitude complexe est donc :

$$A(z, t) = \sqrt{P(z, t)}e^{i\phi(z, t)}. \quad (2.2)$$

À partir de l'amplitude et la phase de $A(z, t)$, on peut obtenir l'amplitude spectrale $\tilde{A}(z, \omega - \omega_0)$ autour de la fréquence porteuse ω_0 par une transformée de Fourier. On écrira $\tilde{A}(z, \omega)$ dans le reste du mémoire pour simplifier, puisque ω_0 est toujours connue dans les simulations. On obtient aussi le spectre en puissance $P(z, \omega)$, qui a été introduit dans le chapitre 1 avec :

$$\tilde{P}(z, \omega) = |\tilde{A}(z, \omega)|^2. \quad (2.3)$$

À partir de la phase $\phi(z, t)$, il est également possible de déduire la différence de fréquence instantanée du signal par rapport à la porteuse ω_0 , c'est-à-dire la différence entre la fréquence dominante et la fréquence porteuse ω_0 à tout moment t dans le temps :

$$\omega(t) - \omega_0 = -\frac{\partial\phi(z, t)}{\partial t}. \quad (2.4)$$

$A(z, t)$ contient donc toute l'information nécessaire pour étudier la puissance, la phase et le contenu spectral du signal autour d'une fréquence porteuse ω_0 . Le modèle développé dans le cadre de ce projet simule l'évolution de $A(z, t)$ lors de sa propagation dans une cavité laser.

2.2 Pertes

Les pertes peuvent être définies comme une quantité d'énergie qui est dissipée de façon inutilisable. Il existe trois sources de pertes principales pouvant influencer le signal dans les Yb-LFHPC. Ces trois sources de pertes sont les pertes aux épissures, les pertes intrinsèques à la fibre optique et l'échappement du signal par le HR. Une partie du signal peut également

s'échapper du LR mais, comme il s'agit du coupleur de sortie, ce signal est utilisable et donc ne satisfait pas à la définition de perte.

Les FBG permettant la rétroaction dans la cavité sont habituellement inscrits dans des fibres optiques passives qui ont été fusionnées à chaque extrémité de la fibre de gain. Les épissures sont souvent imparfaites et peuvent donc engendrer des pertes locales indépendantes de la longueur d'onde affectant la puissance du signal. L'effet sur la puissance est donc :

$$\tilde{P}_{out}(\omega) = (1 - a_e)\tilde{P}_{in}(\omega), \quad (2.5)$$

où \tilde{P}_{out} est le spectre en puissance du signal transmis par l'épissure, \tilde{P}_{in} est le spectre en puissance du signal incident sur l'épissure et a_e est la proportion de la puissance du signal perdue.

Le signal se propageant dans la fibre optique subira des pertes causées par le matériau lui-même. Ces pertes sont généralement de l'ordre de 0,6 dB/km autour d'une longueur d'onde de 1 μm , ce qui est très faible et a peu d'impact pour une cavité ayant de courtes longueurs de fibres. Typiquement, les Yb-LFHPC peuvent avoir quelques dizaines de mètres de fibre optique, ces pertes y sont donc relativement négligeables.

À haute puissance, les effets non linéaires élargissent le spectre, comme il sera discuté plus loin dans ce chapitre. Le HR a une largeur de bande réfléchissante fixe. Les longueurs d'onde à l'extérieur de cette bande réfléchissante seront transmises par le HR et perdues. Ce problème se produit pour toutes les fréquences à l'extérieur de la bande réfléchissante du HR et peut être accentué notamment dans le cas où la longueur d'onde de Bragg du LR varie à cause d'effets thermiques [12]. Une proportion importante de la puissance est alors évacuée par le HR. Les pertes s'appliquent comme à l'équation (2.5), mais sont plutôt définies par :

$$a_{HR}(\omega) = 1 - R_{HR}(\omega), \quad (2.6)$$

où $R_{HR}(\omega)$ est le profil de réflectivité en puissance du HR.

La minimisation des pertes est un enjeu important pour maximiser les performances des Yb-LFHPC ; c'est pourquoi la création de cavités sans épissures, c'est-à-dire où les FBG sont inscrits directement dans le milieu de gain est intéressante. Il est possible de minimiser les pertes au HR en l'inscrivant avec une largeur de bande réfléchissante plus large et en refroidissant les deux FBG afin qu'ils conservent leurs longueurs d'onde de Bragg, même à haute puissance. Les pertes intrinsèques au matériau sont cependant inévitables. Dans le modèle présenté au chapitre 3 de ce mémoire, seules les pertes causées par le profil de réflectivité des réseaux de Bragg sont considérées. En fait, on considère une cavité laser de quelques dizaines de mètres, donc les pertes intrinsèques dues au verre sont relativement négligeables.

On considère aussi une cavité laser sans épissure, telle que réalisée par Samuel Gouin dans le cadre de sa maîtrise [12]; il n’y aura donc pas de pertes engendrées par des épissures incluses dans les modèles de la cavité laser.

2.3 Dispersion

La vitesse propagation d’un signal dans un matériau, tel qu’un verre de silice pour les Yb-LFHPC, a une dépendance avec sa fréquence. Il y a donc une dispersion entre les fréquences composant le signal. Dans une fibre optique, cette dispersion est causée par la variation d’indice de réfraction du matériau avec la fréquence et par les propriétés de guidage de la fibre, ce qui donne une dépendance en fréquence à la constante de propagation $\beta(\omega)$. La contribution des propriétés de guidage est obtenue à partir des caractéristiques géométriques de la fibre en résolvant l’équation de propagation dans la fibre [6]. Autour d’une certaine fréquence ω_0 , la constante de propagation en fonction de la fréquence peut être approximée par une série de Taylor [1] :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots, \quad (2.7)$$

$$\beta_m = \left. \frac{d^m \beta(\omega)}{d\omega^m} \right|_{\omega=\omega_0}, \quad (2.8)$$

où l’indice m est l’ordre du coefficient de dispersion β_m . Le coefficient β_0 est en lien avec la vitesse de phase et β_1 correspond à l’inverse de la vitesse de groupe. Le terme en β_2 correspond à la dispersion de la vitesse de groupe (GVD). La GVD a pour effet de disperser les fréquences linéairement et symétriquement autour de la fréquence de référence ω_0 . Le signe du paramètre β_2 indique si les hautes ou les basses fréquences seront plus rapides que ω_0 . En dispersion normale, où β_2 est positif, les basses fréquences se propagent plus rapidement, alors qu’en dispersion anormale, où β_2 est négatif, les hautes fréquences se propagent plus rapidement. Cet effet peut, par exemple, comprimer ou étirer des impulsions, selon la répartition temporelle initiale des fréquences dans les impulsions. Le terme en β_3 est la dispersion du troisième ordre (TOD). Autour de $1 \mu\text{m}$ dans la silice, la TOD a un effet beaucoup moins important que la GVD sur le signal, surtout pour un signal ayant un spectre étroit. La TOD crée une variation asymétrique de la vitesse de propagation en fonction de la fréquence. Dans le cas d’une impulsion, la TOD cause alors une asymétrie de son profil temporel de puissance. Les termes de dispersion d’ordres supérieurs à 3 sont généralement négligeables dans le cas d’une propagation dans une fibre optique de verre de silice à une longueur d’onde de $1 \mu\text{m}$.

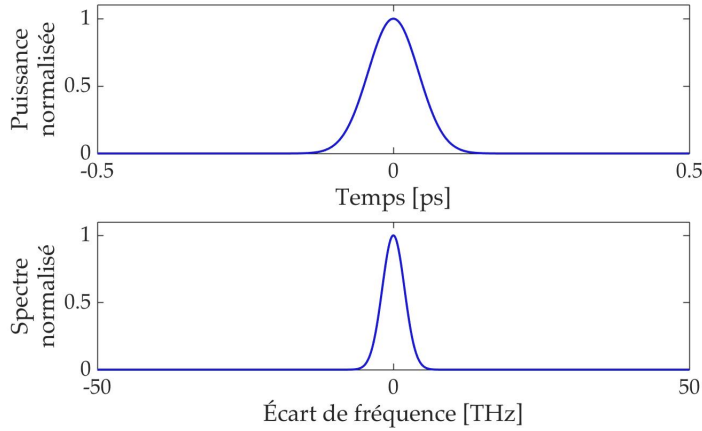


Figure 2.1 – Signal d’entrée pour la simulation de la propagation d’une impulsion gaussienne.

Si on considère l’enveloppe lente d’un signal, ayant une fréquence porteuse ω_0 , l’effet de la dispersion peut être exprimé par l’équation suivante dans le domaine spectral, en négligeant les termes supérieurs à β_3 [1] :

$$\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} = \left[i\beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{i}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{i}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 \right] \tilde{A}(z, \omega). \quad (2.9)$$

Il est possible d’exprimer l’équation (2.9) dans le domaine temporel en prenant sa transformée de Fourier et avec la propriété disant que $\mathcal{F}^{-1}\{-i\omega\} = \partial/\partial t$. Ce faisant, on réalise que chaque facteur $-i\omega$ en fréquence équivaut à une dérivée par rapport au temps dans le domaine temporel [1] :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A(z, t)}{\partial t} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A(z, t)}{\partial t^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A(z, t)}{\partial t^3}. \quad (2.10)$$

Pour illustrer le phénomène, il peut être intéressant d’observer son effet en simulant la propagation dans une fibre optique d’une impulsion gaussienne brève d’environ 100 fs, ayant une fréquence instantanée constante à la fréquence de référence ω_0 , comme présentée à la figure 2.1. Deux cas sont simulés, d’abord avec seulement la GVD, puis avec la GVD et la TOD. À des fins d’illustration, les simulations ont été effectuées à partir de valeurs de paramètres de GVD et TOD ne représentant aucune fibre optique réelle. Les valeurs utilisées sont de $16 \text{ ps}^2/\text{km}$ et $0,127 \text{ ps}^3/\text{km}$ sur une propagation sur 8,5 m. La méthode utilisée pour ces simulations est la même que les modèles de simulation présentés au chapitre 3.

Sur la figure 2.2, on remarque qu’en présence de seulement la GVD, il y a un élargissement temporel du profil temporel de puissance et une variation linéaire de la fréquence dominante dans le temps, tel que décrit plus haut. Le signe de la pente de la variation de la fréquence

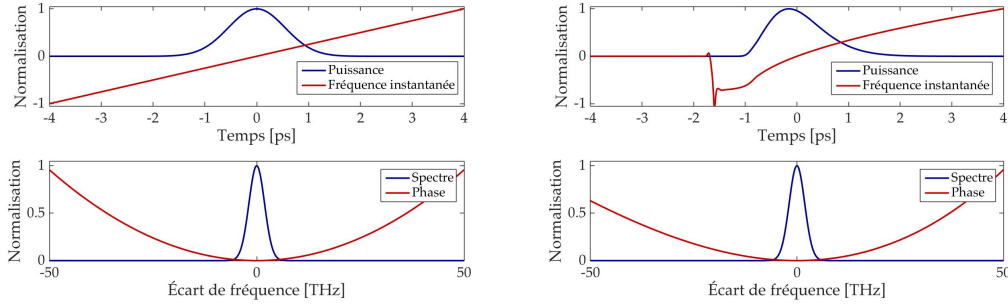


Figure 2.2 – Impulsion à la sortie d’un milieu dispersif, considérant la GVD (gauche) et la GVD et la TOD (droite).

instantanée dépend du signe de la GVD. Dans le cas de la figure 2.2, il s’agit d’une dispersion normale ($\beta_2 > 0$), donc la fréquence instantanée a une pente positive. Il est important de noter que l’énergie de l’impulsion est conservée lors de la propagation, donc l’élargissement crée aussi une diminution de la puissance crête de l’impulsion. La diminution de la puissance crête n’est pas illustrée à la figure 2.2 puisque la puissance est normalisée. En présence également de TOD, on remarque une asymétrie dans le profil temporel de puissance telle que décrite précédemment et que la fréquence instantanée ne varie plus linéairement. L’effet de la dispersion est limité au profil temporel de puissance et à la fréquence instantanée de l’impulsion. On remarque que le spectre en puissance demeure inchangé.

Dans les Yb-LFHPC, la GVD est dominante et la TOD peut généralement être négligée, car il s’agit de lasers opérant en continu avec un spectre relativement étroit. C’est ce qui a été fait pour le modèle unidirectionnel. En se plaçant dans un repère qui se déplace à la vitesse de groupe d’une impulsion centrée sur la fréquence centrale de la simulation ω_0 , on obtient :

$$T = t - \beta_1 z, \quad (2.11)$$

Le terme contenant une dérivée temporelle d’ordre 1 dans l’équation (2.10) est absorbé. L’équation de propagation du signal pour le modèle unidirectionnel, considérant seulement la dispersion, contient donc seulement la contribution de la GVD :

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A(z, T)}{\partial T^2} \quad (2.12)$$

Pour des raisons physiques et numériques qui seront expliquées en détail au chapitre 3, le modèle de simulation bidirectionnel tient compte de la TOD en plus de la vitesse de groupe et de la GVD. L’équation de propagation du signal pour le modèle bidirectionnel, considérant seulement la dispersion, demeure donc comme l’équation (2.10).

2.4 Effet Kerr

À puissance extrêmement basse, seule la dispersion est nécessaire pour représenter adéquatement la propagation d'un signal dans une fibre optique. À puissance plus élevée, les contributions d'ordres supérieurs à la polarisation induite $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ dans le milieu de propagation deviennent non négligeables :

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 [\chi^1 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \chi^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \chi^3 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \dots], \quad (2.13)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et χ^j est le tenseur de la susceptibilité d'ordre j du milieu. Dans un milieu amorphe comme les verres de silice, les susceptibilités d'ordres pairs sont nulles, par une symétrie d'inversion. La susceptibilité d'ordre trois est, quant à elle, à l'origine d'effets non linéaires très importants tels que l'effet Kerr et l'effet Raman. Dans cette section, les contributions lentes de la réponse non linéaire du milieu, associées aux vibrations moléculaires, seront ignorées. Uniquement les contributions instantanées associées aux électrons seront discutées. Autrement dit, uniquement l'effet Kerr sera décrit alors que nous reviendrons à l'effet Raman plus loin. On a donc une contribution de l'effet Kerr à la polarisation :

$$\mathbf{P}_K(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \chi_K \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)], \quad (2.14)$$

où χ_K est le tenseur de la susceptibilité liée à l'effet Kerr. L'effet Kerr est la variation non linéaire instantanée de l'indice de réfraction d'un milieu par un champ électrique. L'intensité du signal a un effet instantané sur l'indice de réfraction qu'il subit lors de sa propagation [1]. L'indice de réfraction est alors donné par :

$$\tilde{n} = n + \bar{n}_2 |E|^2, \quad (2.15)$$

où n est l'indice de réfraction linéaire du milieu, c'est-à-dire l'indice de réfraction habituel dont la valeur est près de 1,45 pour un verre de silice standard autour de 1 μm , et \bar{n}_2 est l'indice de réfraction non linéaire. Cette section présentera l'automodulation de phase (SPM), où la modification de la phase est produite par un signal sur lui même, et la modulation de phase croisée (XPM), où un second signal produit une modification de la phase sur un premier signal.

2.4.1 Automodulation de phase

Concrètement, la SPM crée un élargissement spectral à partir d'une modification instantanée de la phase du signal causée par son intensité. La propagation d'un champ électrique (tel que

défini à l'équation (2.1)) soumis aux effets non linéaires de type Kerr est décrite par l'équation suivante [1] :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = i\gamma |A(z, t)|^2 A(z, t), \quad (2.16)$$

où γ , en W^{-1}/m , est appelé le coefficient non linéaire. Il dépend des caractéristiques non linéaires de la fibre optique et du diamètre du mode de propagation du signal dans la fibre optique. Le paramètre γ est défini comme [1] :

$$\gamma = \frac{\omega_s n_2}{c A_{\text{eff}}}, \quad (2.17)$$

où A_{eff} est l'aire effective du mode à la fréquence ω_s dans la fibre optique et est obtenue à partir des caractéristiques de guidage de la fibre [6]. n_2 est le paramètre non linéaire de Kerr, dont la valeur a été évaluée expérimentalement à $3 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ pour les verres de silice à une longueur d'onde de $1 \mu\text{m}$ [37]. Il dépend de l'indice de réfraction non linéaire selon $n_2 = 2\bar{n}_2/\epsilon_0 n c$.

L'effet de la SPM peut être bien illustré par la propagation d'une impulsion dans un milieu non linéaire. La figure 2.3 montre une impulsion telle que présentée à la figure 2.1 ayant subi de la SPM, dans un cas où la dispersion a été négligée. L'impulsion de 5000 W de puissance crête a été propagée dans une fibre de 10 m, ayant un coefficient non linéaire de $0,683 \text{ W}^{-1}/\text{km}$.

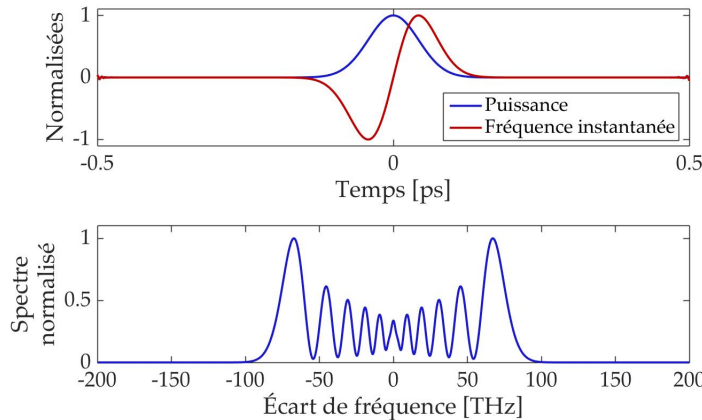


Figure 2.3 – Impulsion ayant subi de la SPM.

On remarque sur la figure 2.3 que le spectre a subi un important élargissement symétrique par rapport à l'impulsion d'entrée (figure 2.1). La SPM a également créé une pente de la fréquence instantanée positive au centre de l'impulsion, alors que son profil temporel de puissance dans le domaine temporel demeure le même.

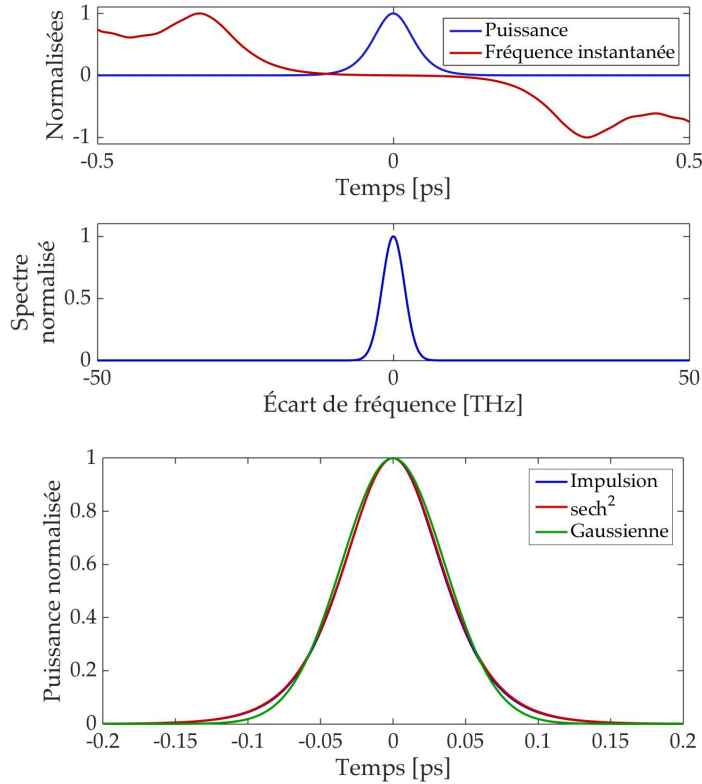


Figure 2.4 – Impulsion propagée dans un milieu non linéaire et à dispersion anormale : (haut) Profil temporel de puissance, fréquence instantanée et spectre autour de la fréquence centrale et (bas) concordance du profil temporel de puissance de l’impulsion à la sortie avec le carré d’une sécante hyperbolique et une gaussienne.

2.4.2 Équation non linéaire de Schrödinger

Lorsqu’on considère les contributions de la GVD et la SPM, on obtient l’équation suivante pour l’évolution de l’enveloppe complexe lente du champ électrique :

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A(z, T)}{\partial T^2} + i\gamma |A(z, T)|^2 A(z, T). \quad (2.18)$$

L’équation (2.18) a la forme de l’équation non linéaire de Schrödinger (NLSE). Elle est fréquemment utilisée pour décrire l’évolution d’une impulsion dans une fibre optique. Pour la propagation d’impulsions ayant une durée plus longue que 1 ps à une longueur d’onde où $\beta_2 \gg \beta_3$, la résolution de cette équation est suffisante pour décrire la propagation dans une fibre typique [1].

Selon le signe du paramètre de GVD, l’évolution du signal lors de la propagation sera différente. Lorsque la dispersion est anormale ($\beta_2 < 0$), il est possible d’avoir un équilibre entre les effets dispersifs et non linéaires de l’effet Kerr. En effet, une GVD anormale induit une varia-

tion de fréquence instantanée négative, alors que la SPM induit une variation de fréquence instantanée positive. Lorsque la GVD est anormale, la solution de la NLSE prend la forme du carré d'une sécante hyperbolique, appelée soliton (figure 2.4). Cette forme de profil permet aux effets dispersif et non linéaire de se compenser précisément lors de la propagation, gardant du même coup le profil intact. La figure 2.4 présente une impulsion gaussienne de 5000 W de puissance crête injectée dans une fibre optique de 10 m à dispersion anormale ($\beta_2 = -16 \text{ ps}^2/\text{km}$ et $\gamma = 0,683 \text{ W}^{-1}/\text{km}$). La propagation a changé la forme de l'impulsion d'une gaussienne à une sécante hyperbolique au carré, mais la pente de la fréquence instantanée demeure nulle où la puissance du signal est non négligeable et la durée de l'impulsion est similaire.

Lorsque la GVD est normale ($\beta_2 > 0$), la pente de la fréquence instantanée induite est positive dans le temps, comme pour l'effet de la SPM. Une impulsion se propageant dans ce type de fibre optique a alors une variation très importante de sa fréquence instantanée, causée par la superposition des effets de la GVD et de la SPM. La figure 2.5 montre l'impulsion de sortie à la fibre optique de 10 m ($\beta_2 = 16 \text{ ps}^2/\text{km}$ et $\gamma = 0,683 \text{ W}^{-1}/\text{km}$), où l'impulsion d'entrée est la même qu'auparavant (figure 2.1). On remarque que l'impulsion s'est énormément étalée dans le temps lors de la propagation avec une allure se rapprochant d'une parabole et a donc une puissance à son pic beaucoup plus faible que l'impulsion d'entrée. Le comportement temporel de la fréquence instantanée est très linéaire; ceci est causée par la superposition de l'effet dispersif et de l'effet Kerr.

2.4.3 Modulation de phase croisée

Dans un Yb-LFHPC, le signal laser se propage dans deux directions, du HR au LR et du LR au HR. Comme il s'agit d'un laser en continu, les contributions des signaux dans les deux directions auront un impact sur la modification non linéaire de l'indice de réfraction par la puissance présente dans le milieu. Le signal se propageant dans la direction opposée aura donc un effet sur l'élargissement spectral causé par l'effet Kerr, ce qui est la modulation de phase croisée, dite XPM. On peut considérer un champ électrique total en un point dans la fibre optique comme étant la somme des champs électriques provenant des deux directions de propagation :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{\hat{x}}{2} \left(F_+(x, y) A_+(z, t) e^{i(\beta_0 z - \omega_0 t)} + F_-(x, y) A_-(z, t) e^{i(\beta_0 z + \omega_0 t)} \right) + c.c., \quad (2.19)$$

où + et - indiquent la direction de la propagation. Comme la fibre est monomode, il est possible de supposer que $F_+(x, y) = F_-(x, y)$, c'est-à-dire que le profil transversal du signal est le même dans les deux directions de propagation. En utilisant l'équation (2.19) comme signal affectant la polarisation induite du milieu (équation (2.14)), on peut en déduire l'évo-

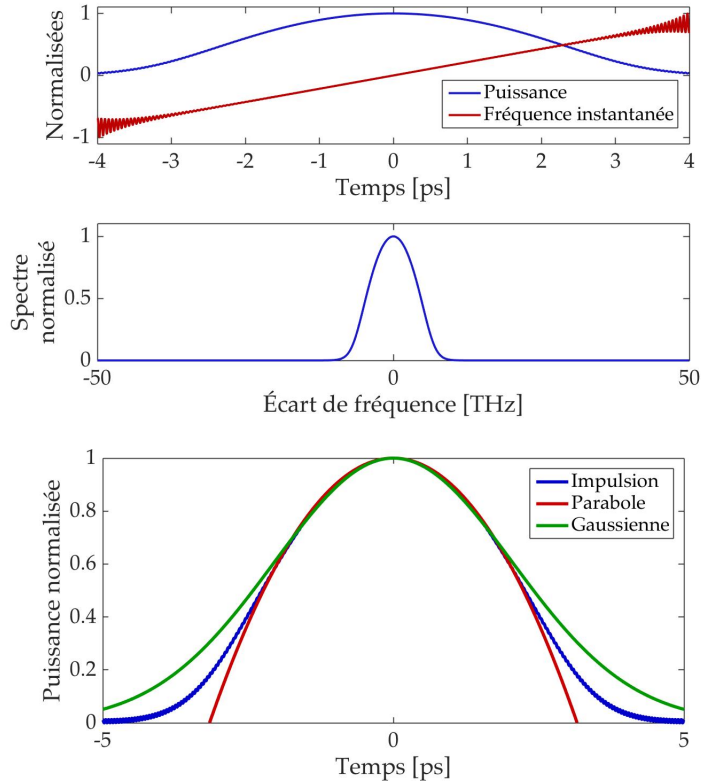


Figure 2.5 – Impulsion propagée dans un milieu non linéaire et à dispersion normale : (haut) Profil temporel de puissance, fréquence instantanée et spectre autour de la fréquence centrale et (bas) concordance du profil temporel de puissance de l’impulsion à la sortie avec une parabole et une gaussienne.

lution du signal lors de sa propagation non linéaire dans une fibre optique monomode où la dispersion est négligée [1] :

$$\frac{\partial A_{\pm}(z, t)}{\partial z} = i\gamma [|A_{\pm}(z, t)|^2 + 2|A_{\mp}(z, t)|^2] A_{\pm}(z, t). \quad (2.20)$$

L’équation (2.20) ignore les termes cohérents puisque leur valeur moyenne est égale à zéro. Afin d’illustrer l’effet de la XPM sur un signal, il est possible de simuler la propagation d’une impulsion telle que sur la figure 2.1 avec une seconde impulsion légèrement retardée se propageant dans la même direction telle que sur la figure 2.6. Cette impulsion est considérée séparément de la première impulsion.

Sur la figure 2.7, on voit l’effet de la XPM sur l’élargissement spectral du signal de la première impulsion seulement. En fait, l’impulsion décalée engendre une asymétrie dans le spectre de la première impulsion. Cette asymétrie dépend des caractéristiques de la seconde impulsion par rapport à la première, comme sa durée, sa puissance crête et son retard. Il est possible de remarquer que la fréquence instantanée est également différente par rapport au cas où

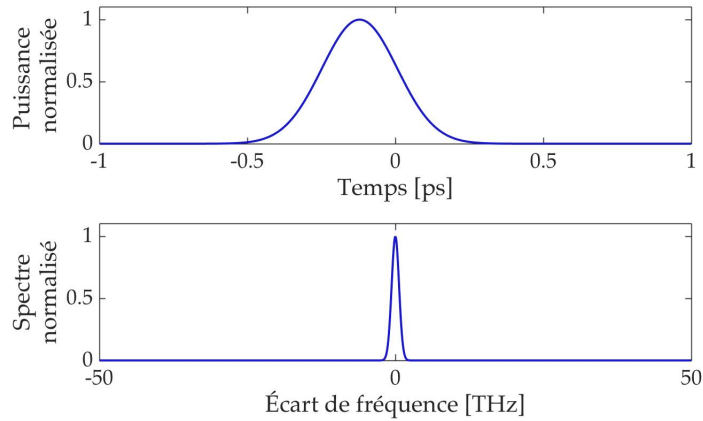


Figure 2.6 – Impulsion retardée pouvant agir par XPM sur une première impulsion.

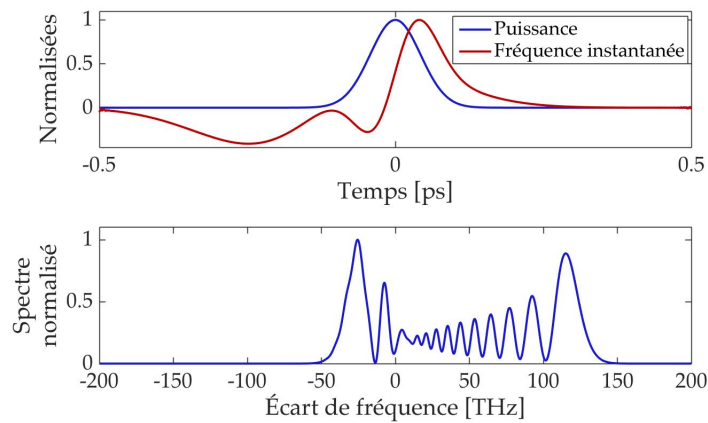


Figure 2.7 – Impulsion ayant subi de la SPM et de la XPM par une impulsion retardée.

seulement la SPM agit.

Dans les Yb-LFHPC, la XPM affecte le signal par une onde se propageant en sens opposé, contrairement à ce qui a été simulé pour la figure 2.7. Lorsqu'une impulsion se propageant en sens opposé traverse complètement une première impulsion, son effet par XPM est très faible. Cependant, puisque les Yb-LFHPC sont opérés en continu, la contribution de l'intensité en sens opposé à la variation de l'indice de réfraction est faible tout au long de la propagation du signal, mais non négligeable comme il sera possible de remarquer au chapitre 4. En prenant en considération la SPM, la XPM et les effets de dispersion inclus dans le modèle bidirectionnel, la propagation d'un signal dans une fibre optique où deux signaux continus se propagent en sens opposés est alors :

$$\frac{\partial A_{\pm}(z, t)}{\partial z} = -\beta_1 \frac{\partial A_{\pm}(z, t)}{\partial t} - \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_{\pm}(z, t)}{\partial t^2} + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A_{\pm}(z, t)}{\partial t^3} + i\gamma [|A_{\pm}(z, t)|^2 + 2|A_{\mp}(z, t)|^2] A_{\pm}(z, t). \quad (2.21)$$

À haute puissance, comme dans les Yb-LFHPC, les équations (2.18) et (2.21) ne sont pas suffisantes pour décrire l'évolution du signal dans la cavité, respectivement pour les modèles unidirectionnel et bidirectionnel. En fait, l'effet Raman sera nécessaire pour expliquer la présence du contenu spectral apparaissant aux alentours de 1130 nm, tel que vu sur le spectre expérimental d'un Yb-LFHPC à la figure 1.3.

2.5 Effet Raman

Contrairement à l'effet Kerr, l'effet Raman n'est pas instantané. Il est causé par les modes de vibration de la matrice de verre. Lorsqu'un signal se propage dans le verre, un photon peut être converti en un photon d'énergie plus faible, donc de longueur d'onde plus grande et le reste de l'énergie est transféré aux molécules de la matrice de verre sous la forme de phonons optiques (figure 2.8). Il y a donc un transfert de puissance d'une première longueur d'onde à une seconde plus grande, et une perte d'énergie sous la forme d'un phonon optique. Le signal ainsi formé par les photons à la nouvelle longueur d'onde est appelé onde de Stokes Raman. Il est également possible qu'un photon interagisse avec un phonon, créant un photon anti-Stokes avec une longueur d'onde plus courte, et donc une énergie plus élevée que le signal initial. Cependant, la probabilité qu'une telle interaction se produise est très faible, rendant le phénomène négligeable dans le contexte des Yb-LFHPC.

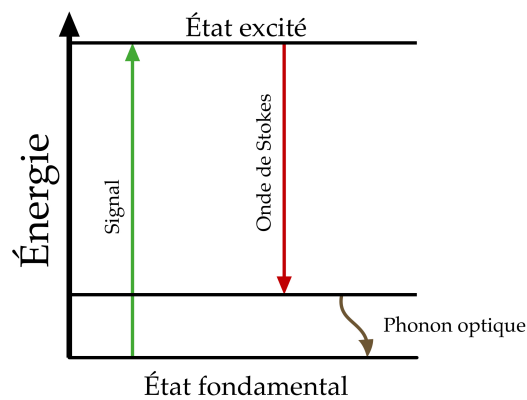


Figure 2.8 – Représentation du transfert d'énergie par effet Raman.

La susceptibilité d'ordre trois possède une composante instantanée et une composante retardée. La première contribue à la polarisation non linéaire sous la forme de l'effet Kerr et a

été traitée précédemment. La seconde est associée à l'effet Raman et la polarisation qu'elle induit dans le milieu est [14] :

$$\mathbf{P}_R(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \int_{-\infty}^{\infty} \chi_R(t - t') [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t')] dt', \quad (2.22)$$

où χ_R est le tenseur de la susceptibilité non linéaire dépendante du temps liée à l'effet Raman. Considérant un champ électrique unidirectionnel (équation (2.1)), il est possible de déduire la contribution de l'effet Raman sur l'enveloppe complexe lente [14], négligeant les effets de dispersion et Kerr :

$$\frac{\partial A(z, t)}{\partial z} = i\gamma f_R A(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} h_R(t - t') |A(z, t')|^2 dt', \quad (2.23)$$

où f_R est la proportion de la non-linéarité du troisième ordre attribuable à l'effet Raman et $h_R(t)$ est la réponse impulsionnelle du milieu. Pour la silice, la valeur de f_R est de 0.18 [1]. Il s'agit donc de la contribution de l'effet Raman à l'automodulation de phase qui a pour effet de créer une automodification de la fréquence des photons par le processus décrit plus haut. Ce terme Raman contribue à transférer de l'énergie des photons de courte longueur d'onde vers des photons de grande longueur d'onde. Cet échange peut se faire entre deux composantes spectrales continues différentes et on parle alors d'amplification par le gain Raman [14]. Cet échange peut aussi se produire entre les différentes longueurs d'onde d'une impulsion courte à large spectre, contribuant alors à autodécaler l'impulsion graduellement vers les grandes longueurs d'onde, un phénomène appelé autodécalage en fréquence du soliton (de l'anglais « soliton self-frequency shift ») dans le contexte des solitons [11].

Dans le cas bidirectionnel, on peut considérer un champ électrique au point z constitué de la somme de deux champs se propageant en sens opposés (équation (2.19)). De la même façon qu'à l'équation (2.23), on obtient la contribution de l'effet Raman à l'enveloppe lente [14; 36] :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{\pm}(z, t)}{\partial z} = & i\gamma f_R A_{\pm}(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} h_R(t - t') [|A_{\pm}(z, t')|^2 + |A_{\mp}(z, t')|^2] dt' \\ & + i\gamma f_R A_{\mp}(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} h_R(t - t') A_{\pm}(z, t') A_{\mp}^*(z, t') dt', \end{aligned} \quad (2.24)$$

où A_- est le signal se propageant en direction opposée à A_+ et où une étoile indique qu'il s'agit du conjugué complexe. Dans l'équation (2.24) le signal en contrapropagation engendre une modulation de phase croisée en plus d'une amplification Raman. On trouve donc de l'automodification de fréquence et de la modification de fréquence croisée causée par l'effet Raman pour le cas bidirectionnel.

Sur la figure du spectre typique d'un Yb-LFHPC (figure 1.3) on remarque qu'un second pic est présent sur le spectre à des longueurs d'onde plus grandes, près de 1130 nm. Ce pic se

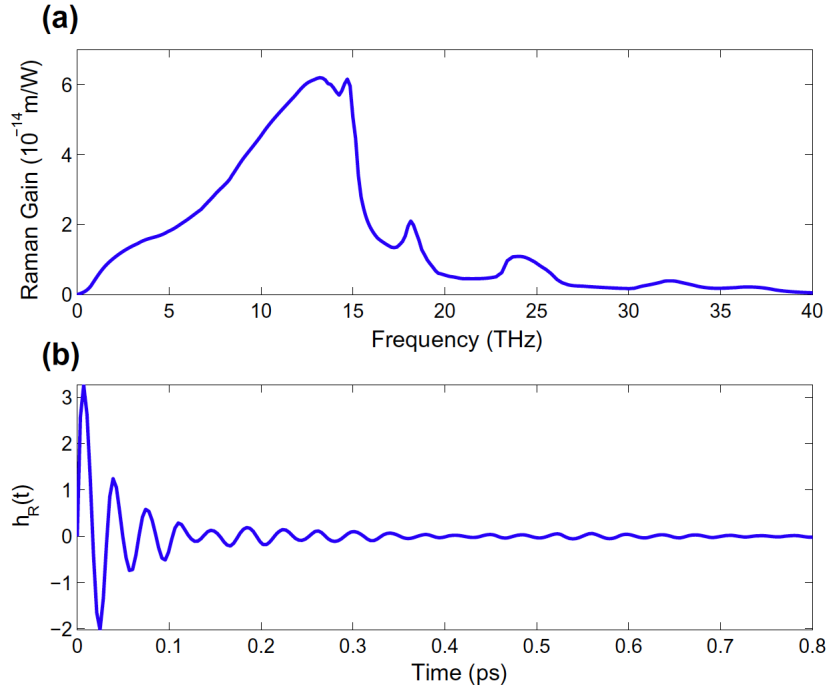


Figure 2.9 – Spectre de gain Raman mesuré pour une fibre optique de silice (a) et forme temporelle de la réponse Raman déduite à partir des données du gain (b). Tiré de *Nonlinear Fiber Optics* [1], basé sur des données de R.H. Stolen [49].

forme initialement par l'entremise de l'effet Raman spontané qui transfère de l'énergie du signal vers le bruit spectral à une longueur d'onde plus grande, formant l'onde de Stokes. Une fois cette onde formée, elle continue d'être amplifiée par l'effet Raman stimulé. La position spectrale de l'onde de Stokes est déterminée par deux facteurs, c'est-à-dire la longueur d'onde du signal initial et la réponse spectrale de la diffusion Raman dans le matériau où le signal se propage. Chaque milieu a une réponse Raman $h_R(t)$ différente, et donc le transfert de puissance se fait à des fréquences différentes. Dans le cas des Yb-LFHPC, le milieu de propagation est du verre de silice. La réponse Raman de ce matériau a été bien étudiée dans le passé ([14; 16; 25; 30; 29; 49], entre autres).

La figure 2.9 montre le spectre de gain de la réponse Raman d'une fibre optique de silice. On remarque que le pic de gain se trouve à environ 13 THz de la fréquence initiale. Ainsi, pour un signal typique de Yb-LFHPC à 1078 nm, il y a donc un fort gain Raman autour de 1130 nm, comme il est possible de remarquer sur le spectre de la figure 1.3.

2.6 Polarisation

La biréfringence est la propriété d'un milieu d'avoir un indice de réfraction différent sur les deux axes optiques transversaux à la direction de propagation. Dans les fibres optiques, une biréfringence peut être engendrée par plusieurs facteurs, tels qu'une contrainte par pression,

torsion ou une courbure de la fibre et par biréfringence intrinsèque causée par les imperfections sur la forme du coeur. Il existe également une biréfringence qui peut être induite par non-linéarité, c'est-à-dire que la différence d'indice de réfraction entre les deux axes optiques transverses à la propagation peut dépendre de l'intensité du signal. Pour l'effet Kerr, les pertes et la dispersion, l'état de polarisation n'a pas d'impact significatif, d'autant plus que tous les composants formant la cavité des Yb-LFHPC ont une dépendance négligeable de l'état de polarisation.

L'effet Raman décrit plus haut est cependant fortement dépendant de l'état de polarisation [29]. En fait, lorsque deux signaux sont présents tels que dans l'équation (2.24), si le signal est polarisé perpendiculairement au signal se propageant en sens opposé, l'effet Raman du second sur le premier est alors pratiquement négligeable. Lors de la propagation, plusieurs effets de biréfringence peuvent affecter la polarisation du signal. Sur la longueur de la cavité, il est donc raisonnable de supposer que, en moyenne, les deux signaux se propageant en sens opposés l'un par rapport à l'autre seront à 50% dans le même état de polarisation pour chaque position z dans la fibre. On peut donc ajuster l'équation (2.24) pour en tenir compte comme :

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{\pm}(z, t)}{\partial z} = & i\gamma f_R A_{\pm}(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} h_R(t - t') [|A_{\pm}(z, t')|^2 + \frac{1}{2^*} |A_{\mp}(z, t')|^2] dt' \\ & + \frac{i}{2^*} \gamma f_R A_{\mp}(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} h_R(t - t') A_{\pm}(z, t') A_{\mp}^*(z, t') dt', \end{aligned} \quad (2.25)$$

où 2^* peut prendre une valeur de 1 à 2 selon la conservation de l'état de polarisation dans la cavité. Le cas $2^* = 1$ est une conservation parfaite de la polarisation et $2^* = 2$ est une variation totalement aléatoire de la polarisation, ce qui est généralement le cas dans les lasers Yb-LFHPC. La valeur de $2^* = 2$ est donc utilisée dans nos simulations impliquant le modèle bidirectionnel.

2.7 Équations de propagations unidirectionnelle et bidirectionnelle

Il est maintenant possible de combiner les différents effets décrits précédemment pour écrire les équations complètes de propagation du signal qui seront utilisées dans ce projet de maîtrise. Le gain $g(z, \omega)$ est tel que décrit au premier chapitre, mais il s'applique ici sur l'enveloppe complexe et non seulement sur la puissance du signal. D'abord, un modèle considérant que le signal se propage dans une seule direction a été développé. Autrement dit, les effets croisés pouvant se produire entre le signal et sa réflexion en contrapropagation ont été ignorés. L'équation de propagation utilisée est alors une NLSE modifiée :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} = & \left[\frac{g(z, \omega)}{2} + \frac{i\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 \right] \tilde{A}(z, \omega) \\
& + \mathcal{F} \left\{ i\gamma(1 - f_R) |A(z, T)|^2 A(z, T) \right. \\
& \left. + i\gamma f_R A(z, T) \int_{-\infty}^{\infty} h_R(T - T') |A(z, T')|^2 dT' \right\}.
\end{aligned} \tag{2.26}$$

Ensuite, afin de rendre le simulateur plus réaliste, les effets que le signal en propagation inverse peut avoir sur le signal lui-même ont été inclus. Nous avons développé un modèle bidirectionnel pour lequel l'équation de propagation utilisée dans chacune des directions de propagation est une autre NLSE modifiée :

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \tilde{A}_{\pm}(z, \omega)}{\partial z} = & \left[\frac{g(z, \omega)}{2} + i\beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{i\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{i\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3 \right] \tilde{A}_{\pm}(z, \omega) \\
& + \mathcal{F} \left\{ i\gamma(1 - f_R) [|A_{\pm}(z, t)|^2 + 2|A_{\mp}(z, t)|^2] A_{\pm}(z, t) \right. \\
& + i\gamma f_R A_{\pm}(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} h_R(t - t') [|A_{\pm}(z, t')|^2 + \frac{1}{2^*} |A_{\mp}(z, t')|^2] dt' \\
& \left. + \frac{i}{2^*} \gamma f_R A_{\mp}(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} h_R(t - t') A_{\pm}(z, t') A_{\mp}^*(z, t') dt' \right\}.
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Les équations (2.26) et (2.27) forment le coeur de chacun des deux modèles de simulation développés dans le cadre de ce projet de maîtrise. La résolution numérique de ces équations de propagation sera décrite en détail au chapitre 3.

2.8 Sommaire

Ce chapitre a permis de présenter les différents effets ayant un impact important sur l'évolution du signal dans la fibre optique formant la cavité d'un Yb-LFHPC. Ces effets viennent majoritairement de la propagation du signal sur plusieurs mètres de fibre optique.

Dans les modèles de simulation développés, les pertes sont considérées seulement par le filtrage des réseaux de Bragg. La dispersion est causée par la variation de l'indice de réfraction du milieu de propagation selon la fréquence et les propriétés de guidage de la fibre optique, créant une variation de la vitesse de propagation. La GVD est considérée dominante, donc la TOD est négligée dans le modèle unidirectionnel. Pour des raisons décrites au chapitre 3, la TOD et la vitesse de groupe sont considérées dans le modèle bidirectionnel seulement.

L'effet Kerr et l'effet Raman sont les non-linéarités dominantes dans les Yb-LFHPC. L'effet Kerr est un effet instantané causé par la variation d'indice de réfraction induite par l'intensité

du signal. Il y a alors une variation de la phase du signal dans le temps en fonction de l'intensité. L'effet Raman est causé par un transfert d'énergie d'une première longueur d'onde à une seconde plus grande et à un phonon optique. Puisque ces effets non linéaires dépendent de l'intensité du signal présente à tout point z dans la fibre, un signal se propageant en sens opposé aura également un effet important. Il y a donc des termes supplémentaires d'effet Kerr et d'effet Raman dans l'équation de propagation bidirectionnelle.

Les équations (2.26) et (2.27) incluent tous ces effets pour les cas unidirectionnel et bidirectionnel. Dans les modèles de simulation, elles sont résolues numériquement pour simuler la propagation d'un signal laser dans les fibres optiques des Yb-LFHPC. Les détails des modèles sont présentés au chapitre suivant.

Chapitre 3

Modèles de simulation numérique

Deux modèles de simulation numérique ont été produits dans le cadre de ce projet de maîtrise : un modèle unidirectionnel, qui considère la propagation d'un signal dans une seule direction de la cavité linéaire à la fois et un modèle bidirectionnel, qui considère la propagation d'un signal dans les deux directions de propagation. Les deux modèles ont été programmés en langage *Matlab* et utilisent la méthode bien connue de résolution de la NLSE modifiée qu'est la méthode de Fourier à pas alternés.

Ce chapitre présentera les modèles de simulation développés de façon détaillée afin de permettre leur reproduction future. Après avoir discuté de la définition des conditions de simulation, il sera question de la méthode de Fourier à pas alternés, incluant les détails de la mise en oeuvre de la résolution des équations de propagation pour les deux modèles développés. La modélisation des réseaux de Bragg est présentée, l'ajout de bruit dans les simulations est expliqué et les paramètres de la fibre optique simulée sont décrits. Le fonctionnement global des modèles de simulation est aussi expliqué et des commentaires sur les avantages et limites des modèles sont inclus à la fin du chapitre.

3.1 Définition des conditions de simulation

Les modèles de simulation se basent sur l'évolution de l'enveloppe lente du champ décrite au chapitre 2. Cette enveloppe lente a un contenu spectral autour de sa fréquence porteuse ω_0 . Pour ces simulations, un vecteur de temps associé à l'enveloppe lente doit être créé et un vecteur de fréquences peut en être déduit. La résolution temporelle de la simulation Δt est directement liée au contenu spectral total selon :

$$f_{\max} - f_{\min} = \frac{1}{\Delta t}, \quad (3.1)$$

où f_{\max} est la fréquence la plus élevée pouvant être présente dans la simulation et f_{\min} est la

fréquence la plus basse. La résolution temporelle peut être définie par le nombre de points de simulation et un intervalle temporel total. On obtient alors un vecteur de fréquence et un vecteur de temps avec lesquels il est possible de positionner les données de simulation dans les domaines du temps et des fréquences et à partir desquels les paramètres de simulation de la fibre optique et des réseaux de Bragg sont calculés.

3.2 Propagation unidirectionnelle dans la fibre optique

Le modèle unidirectionnel considère un seul signal se propageant dans la cavité laser. L'équation de propagation du signal dans la fibre optique est alors l'équation (2.26). Il n'y a pas de solution analytique stable face aux perturbations pour cette version de la NLSE. Il faut alors recourir à des méthodes numériques pour résoudre l'équation. Une technique très répandue pour la résoudre est la méthode de Fourier à pas alternés. Cette méthode est décrite en profondeur dans cette section, puis suivra la description du calcul du gain discuté au chapitre 1.

3.2.1 Méthode de Fourier à pas alternés

La méthode de Fourier à pas alternés (« split-step Fourier method » en anglais) est une méthode numérique pseudo-spectrale de résolution d'équations différentielles partielles comme la NLSE. Elle permet d'obtenir une solution approximative de l'équation sur une courte distance de propagation Δz . Bien que la dispersion, le gain et les effets non linéaires se produisent simultanément lors de la propagation dans la fibre optique dopée, lorsque Δz est suffisamment petit, on peut supposer que les effets non linéaires se produisent indépendamment de la dispersion et du gain. Il est alors possible d'exprimer l'équation de propagation du modèle unidirectionnel comme :

$$\frac{\partial A(z, T)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(z, T), \quad (3.2)$$

où \hat{D} est un opérateur qui tient compte de la dispersion et du gain, et \hat{N} est un opérateur qui tient compte des effets non linéaires. Comme discuté au chapitre 1, le gain dépend des sections efficaces de la transition laser de l'ytterbium (figure 1.5) et donc varie en fonction de la fréquence. De plus, il est avantageux d'utiliser les propriétés de la transformée de Fourier, où $\mathcal{F}^{-1}\{-i\omega\} = \partial/\partial t$, et la rapidité des algorithmes de transformée de Fourier discrète (fft) et de transformée de Fourier discrète inverse (ifft) pour calculer les effets de la GVD [50]. L'opérateur \hat{D} est donc appliqué dans le domaine des fréquences. On obtient la définition de ces opérateurs par analyse de l'équation (2.26) :

$$\hat{D} = \frac{g(z, \omega)}{2} + \frac{i\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2, \quad (3.3)$$

$$\hat{N} = i\gamma(1 - f_R)|A(z, T)|^2 + i\gamma f_R \int_{-\infty}^{\infty} h_R(T - T')|A(z, T')|^2 dT'. \quad (3.4)$$

Selon la méthode de Fourier à pas alternés, sur un pas Δz , on considère que l'opérateur \hat{D} agit seul lors de la première moitié du pas, puis que la non-linéarité \hat{N} de l'entièreté du pas s'applique au centre du pas et finalement l'opérateur \hat{D} s'applique seul à nouveau pour le dernier demi-pas. Ce processus est illustré à la figure 3.1.

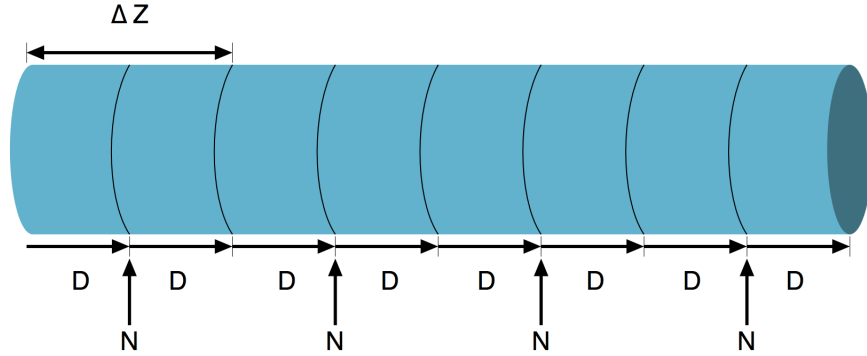


Figure 3.1 – Illustration de la méthode de Fourier à pas alternés.

On obtient l'enveloppe complexe $A_D(z + \frac{\Delta z}{2}, T) = \text{ifft}\{\tilde{A}_D(z + \frac{\Delta z}{2}, \omega)\}$ sur le premier demi-pas avant application de la non-linéarité en prenant l'exponentielle :

$$\tilde{A}_D(z + \frac{\Delta z}{2}, \omega) = \exp\left(\frac{\hat{D}\Delta z}{2}\right)\tilde{A}(z, \omega). \quad (3.5)$$

Comme décrit plus haut, la non-linéarité de l'entièreté du pas est ensuite appliquée. De la définition de l'opérateur non linéaire (équation (3.4)), on remarque la convolution de la réponse Raman du verre avec le profil temporel de puissance du signal. À nouveau, il est avantageux d'utiliser la propriété des transformées de Fourier des fonctions convoluées dictant que la transformée de Fourier d'une convolution est un produit. On applique donc la réponse Raman du milieu à l'aide d'une fonction de transfert $\tilde{h}_R(\omega)$ qui est détaillée plus loin dans ce chapitre. L'opérateur \hat{N} devient donc :

$$\hat{N} = i\gamma(1 - f_R)|A(z, T)|^2 + i\gamma f_R \text{ifft}\left\{\tilde{h}_R(\omega) \text{fft}\{|A(z, T)|^2\}\right\}. \quad (3.6)$$

Ainsi, par l'application de la non-linéarité sur $A_D(z + \frac{\Delta z}{2}, T)$, on obtient l'enveloppe complexe lente :

$$A_N(z + \frac{\Delta z}{2}, T) = \exp(\hat{N}\Delta z)A_D(z + \frac{\Delta z}{2}, T). \quad (3.7)$$

On peut ensuite appliquer l'opérateur \hat{D} sur la dernière moitié du pas :

$$\tilde{A}(z + \Delta z, \omega) = \exp\left(\frac{\hat{D}\Delta z}{2}\right)\tilde{A}_N\left(z + \frac{\Delta z}{2}, \omega\right). \quad (3.8)$$

Ce processus est répété sur chaque pas de longueur Δz jusqu'à ce que la propagation soit complétée dans la fibre optique. Évidemment, le gain $g(z, \omega)$ varie en fonction de la position dans la fibre optique. Avant d'appliquer le gain adéquatement, il faut le calculer pour chaque point dans la fibre optique avant d'appliquer l'opérateur \hat{D} .

3.2.2 Modélisation du gain

À chaque pas de propagation, le calcul du gain $g(z, \omega)$ sur l'enveloppe complexe lente dans l'opérateur \hat{D} est effectué de la même façon que les équations décrites au chapitre 1, à l'exception des taux de transfert R_{ij} . En fait, puisque la modélisation numérique est une méthode discrète de résolution, on obtient un spectre en puissance $\tilde{P}(z, \omega)$ (en W) plutôt que la densité spectrale de puissance $S(z, \omega)$ (en W/nm) (équation (1.5)). Il faut donc adapter le calcul des taux de transfert :

$$R_{ij}(z) = \frac{\sigma_{ij}(\omega_p)P_p(z)\Gamma_p}{A_{coeur}\hbar\omega_p} + \sum_{\omega} \frac{2\sigma_{ij}(\omega)\tilde{P}(z, \omega)\Gamma(\omega)}{A_{coeur}\hbar\omega}. \quad (3.9)$$

Dans l'équation (3.9), le premier terme est la contribution de la pompe aux taux de transferts, et le second est la contribution du signal lui-même. Il s'agit en fait de la somme des contributions de la puissance de chacune des fréquences présentes dans la simulation, avec la section efficace et le facteur de recouvrement qui leur sont associés. Il est important de noter le facteur 2 qui fut introduit artificiellement dans le second terme. Il est présent pour tenir compte du fait qu'il devrait y avoir un signal se propageant dans le sens opposé qui contribuerait également aux taux de transfert, mais qui n'est pas présent dans le calcul de la propagation du modèle unidirectionnel. Ce facteur est valide si l'on considère que les spectres en puissance sont relativement semblables dans les deux directions de propagation. Ainsi, si la rétroaction est partielle, comme dans les Yb-LHPC, ayant un LR de moins de 30% de réflectivité, ce facteur 2 n'est qu'une approximation.

La puissance pompe totale peut être constituée d'une pompe en copropagation ou en contrepropagation ou de deux pompes, en configuration hybride. On peut donc exprimer la puissance pompe totale $P_p(z)$ comme :

$$P_p(z) = P_{p,+}(z) + P_{p,-}(z), \quad (3.10)$$

où $P_{p,+}(z)$ est la puissance de la pompe se propageant dans la même direction que le signal lors de la propagation et $P_{p,-}(z)$ est la puissance de la pompe se propageant dans la direction opposée. La pompe est propagée séparément du signal lors des simulations, puisqu'elle se propage dans la gaine et non dans le coeur. Son équation de propagation ne tient compte que de l'évolution de sa puissance selon l'équation (1.10). On a donc la solution sur le pas Δz pour chacune des pompes :

$$P_{p,+}(z + \Delta z) = \exp(g_p(z)\Delta z)P_{p,+}(z), \quad (3.11)$$

$$P_{p,-}(z + \Delta z) = \exp(-g_p(z)\Delta z)P_{p,-}(z). \quad (3.12)$$

3.3 Propagation bidirectionnelle dans la fibre optique

Pour les simulations bidirectionnelles, on considère deux signaux se propageant dans le coeur de la fibre optique, le premier en direction du LR et le second en direction du HR ainsi que la pompe se propageant dans la gaine, comme dans le cas unidirectionnel. L'équation de propagation est celle discutée au chapitre 2 (équation (2.27)). Comme pour le cas unidirectionnel, la méthode de résolution employée est la méthode de Fourier à pas alternés. Le terme croisé Raman entraîne cependant la nécessité de changer la méthode de résolution numérique pour le calcul des effets non linéaires. L'équation de propagation est exprimée comme :

$$\frac{\partial A_{\pm}(z, t)}{\partial z} = \hat{D}A_{\pm}(z, t) + N(A_{\pm}, A_{\mp}). \quad (3.13)$$

L'opérateur \hat{D} tient toujours compte des termes de dispersion et de gain. En utilisant les propriétés de la transformée de Fourier, on obtient :

$$\hat{D} = \frac{g(z, \omega)}{2} + i\beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{i\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{i\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3. \quad (3.14)$$

Il faut cependant adapter le calcul des taux de transfert pour en déduire le gain afin de tenir compte du signal se propageant dans le sens opposé. L'expression des taux de transfert est alors :

$$R_{ij}(z) = \frac{\sigma_{ij}(\omega_p)P_p(z)\Gamma_p}{A_{coeur}\hbar\omega_p} + \sum_{\omega} \frac{\sigma_{ij}(\omega) [\tilde{P}_+(z, \omega) + \tilde{P}_-(z, \omega)]\Gamma(\omega)}{A_{coeur}\hbar\omega}. \quad (3.15)$$

On remarque sur l'équation (3.15) que le facteur 2 présent dans le cas unidirectionnel (équation (3.9)) n'y est plus et qu'on considère la contribution de la puissance de toutes les fréquences du signal se propageant dans les deux directions de propagation.

À partir de l'équation (3.14), il est alors possible de calculer le signal après le premier demi-pas de dispersion et de gain en appliquant une exponentielle exactement comme à l'équation (3.5) :

$$\tilde{A}_{\pm,D}(z + \frac{\Delta z}{2}, \omega) = \exp\left(\frac{\hat{D}\Delta z}{2}\right)\tilde{A}_{\pm}(z, \omega). \quad (3.16)$$

Lors de la propagation dans la fibre optique, $A_{\pm,D}(z + \frac{\Delta z}{2}, t)$ est sauvegardé en association avec sa position dans la fibre optique. Ainsi, lors de la propagation η en sens inverse pendant la simulation, le signal en sens opposé sera obtenu à partir de la sauvegarde de la propagation précédente $\eta - 1$ et on aura le signal en sens inverse pour le pas de simulation. Cette méthode est semblable à celle utilisée par Turitsyn *et al.* [51] :

$$A_{\mp,\eta}(z + \frac{\Delta z}{2}, t) = A_{\pm,D,\eta-1}(z + \frac{\Delta z}{2}, t). \quad (3.17)$$

Le problème de la modélisation de la propagation d'un signal dans une telle cavité laser sur deux directions de propagation est défini par les conditions aux limites à chacune des extrémités. Il faudrait idéalement résoudre les équations de propagation en considérant un signal initial défini en fonction de l'axe de propagation z et en le faisant évoluer dans le temps en respectant les conditions aux limites. La méthode de Fourier à pas alternés résout cependant la propagation d'un signal sur l'axe de propagation en supposant un signal initial, ce qui ne permet pas d'évaluer les conditions aux limites aussi facilement, en considérant la propagation de deux signaux en sens opposés simultanément, par exemple. Ainsi, la sauvegarde du signal est utilisée comme signal en sens opposé pour les calculs de la propagation suivante. Cette utilisation de la propagation précédente est justifiée par le fait qu'une fois un régime stationnaire atteint, il peut être supposé que le signal aura environ le même profil de puissance temporel pour une position z donnée [51].

Comme pour le modèle unidirectionnel, après le premier demi-pas où les effets de dispersion et de gain ont été pris en compte, les effets non linéaires sont calculés. Le terme N de l'équation (3.13) est en fait une fonction des deux signaux :

$$\begin{aligned} N(A_{\pm}, A_{\mp}) &= i\gamma(1 - f_R)(|A_{\pm}(z, t)|^2 + 2|A_{\mp}(z, t)|^2)A_{\pm}(z, t) \\ &+ i\gamma f_R A_{\pm}(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} h(t - t') (|A_{\pm}(z, t')|^2 + \frac{1}{2^*}|A_{\mp}(z, t')|^2) dt' \\ &+ \frac{i}{2^*} \gamma f_R A_{\mp}(z, t) \int_{-\infty}^{\infty} h(t - t') A_{\pm}(z, t') A_{\mp}^*(z, t') dt'. \end{aligned} \quad (3.18)$$

Pour évaluer la fonction N , qui a des termes de convolution (2^e et 3^e termes), la propriété des transformés de Fourier sur les convolutions est utilisée avec les algorithmes de transformées de Fourier rapide :

$$\begin{aligned}
N(A_{\pm}, A_{\mp}) &= i\gamma(1 - f_R)(|A_{\pm}(z, t)|^2 + 2|A_{\mp}(z, t)|^2)A_{\pm}(z, t) \\
&+ i\gamma f_R A_{\pm}(z, t) \text{iffit} \left\{ \tilde{h}_R(\omega) \text{fft} \left\{ |A_{\pm}(z, t)|^2 + \frac{1}{2^*} |A_{\mp}(z, t)|^2 \right\} \right\} \\
&+ \frac{i}{2^*} \gamma f_R A_{\mp}(z, t) \text{iffit} \left\{ \tilde{h}_R(\omega) \text{fft} \left\{ A_{\pm}(z, t) A_{\mp}^*(z, t) \right\} \right\}.
\end{aligned} \tag{3.19}$$

Le dernier terme de droite pose des problèmes lorsque l'on tente d'exprimer l'effet de l'opérateur non linéaire sous forme d'une exponentielle multipliant le champ. Pour contourner ce problème, nous utilisons donc une approche basée sur l'algorithme de Runge-Kutta d'ordre 4 [10].

$$A_{\pm, N}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) = A_{\pm, D}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + \frac{\Delta z}{6} (RK_{\pm, 1} + 2RK_{\pm, 2} + 2RK_{\pm, 3} + RK_{\pm, 4}), \tag{3.20}$$

où les termes en RK sont les termes Runge-Kutta. La méthode Runge-Kutta d'ordre 4 permet d'obtenir une solution approximative de l'équation de propagation des effets non linéaires par une addition du signal d'entrée avec une moyenne pondérée de quatre incréments. Le premier incrément est évalué à la valeur z pour le début du pas, les deuxième et troisième incréments sont à la position $z + \Delta z/2$ et le quatrième à la position $z + \Delta z$. Or, le signal en sens opposé est enregistré seulement après l'application de la dispersion et donc, il n'y a pas de signal enregistré aux demi-pas pouvant servir au calcul des effets non linéaires sur le signal principal. C'est pourquoi des termes supplémentaires apparaissent à la méthode Runge-Kutta d'ordre 4 pour calculer l'évolution non linéaire du signal en sens opposé. Les termes RK de l'équation (3.20) sont obtenus à partir de l'équation (3.19) dans la séquence suivante [10] :

$$RK_{\pm, 1} = N\left(A_{\pm, D}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right), A_{\mp}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right)\right), \tag{3.21}$$

$$RK_{\mp, 1} = -N\left(A_{\mp}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right), A_{\pm, D}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right)\right), \tag{3.22}$$

$$RK_{\pm, 2} = N\left(A_{\pm, D}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + \frac{RK_{\pm, 1}\Delta z}{2}, A_{\mp}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + \frac{RK_{\mp, 1}\Delta z}{2}\right), \tag{3.23}$$

$$RK_{\mp, 2} = -N\left(A_{\mp}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + \frac{RK_{\mp, 1}\Delta z}{2}, A_{\pm, D}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + \frac{RK_{\pm, 1}\Delta z}{2}\right), \tag{3.24}$$

$$RK_{\pm,3} = N\left(A_{\pm,D}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + \frac{RK_{\pm,2}\Delta z}{2}, A_{\mp}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + \frac{RK_{\mp,2}\Delta z}{2}\right), \quad (3.25)$$

$$RK_{\mp,3} = -N\left(A_{\mp}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + \frac{RK_{\mp,2}\Delta z}{2}, A_{\pm,D}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + \frac{RK_{\pm,2}\Delta z}{2}\right), \quad (3.26)$$

$$RK_{\pm,4} = N\left(A_{\pm,D}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + RK_{\pm,3}\Delta z, A_{\mp}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, t\right) + RK_{\mp,3}\Delta z\right). \quad (3.27)$$

Pour compléter le pas de simulation, il faut alors effectuer le dernier demi-pas avec la contribution de l'opérateur \hat{D} recalculé :

$$\tilde{A}_{\pm}(z + \Delta z, \omega) = \exp\left(\frac{\hat{D}\Delta z}{2}\right)\tilde{A}_{\pm,N}\left(z + \frac{\Delta z}{2}, \omega\right) \quad (3.28)$$

Ce processus est alors répété jusqu'à ce que le signal atteigne le bout de la fibre optique. Tout au long de la propagation, pour chacun des pas, le signal est enregistré avant l'application des effets non linéaires, afin qu'il soit utilisé comme signal en sens opposé lors des calculs de la propagation suivante.

3.4 Modélisation des réseaux de Bragg

Les FBG sont les réflecteurs utilisés dans les Yb-LFHPC tout fibre. Les FBG sont considérés apodisés [20], donc le profil de réflectivité est modélisé comme n'ayant pas de lobes secondaires autour du pic de réflectivité principal dans le domaine des fréquences. Le profil de réflexion est appliqué sur le signal $\tilde{A}(\omega)$ comme :

$$\tilde{A}_{ref}(\omega) = r(\omega)\tilde{A}_{in}(\omega), \quad (3.29)$$

où $r(\omega)$ est le profil de réflexion dans le domaine spectral du FBG. En pratique, les FBG ont typiquement un profil de réflexion gaussien ou supergaussien. Au chapitre 1, il a été discuté que les FBG peuvent avoir un effet dispersif sur le signal. Cet effet peut être pris en compte dans $r(\omega)$. Le profil de réflexion est alors :

$$r(\omega) = \sqrt{R}\exp\left(\frac{-2^{2m}\ln(2)(\omega - \omega_s)^{2m}}{2\Delta\omega_{FWHM}^{2m}} + \varphi(\omega)\right), \quad (3.30)$$

où R est la réflectivité maximale en puissance du FBG, m est l'ordre de la super-gaussienne, ω_s est la fréquence centrale du profil de réflectivité du FBG, $\Delta\omega_{FWHM}$ est la largeur à mi-hauteur en puissance de la supergaussienne et $\varphi(\omega)$ est un profil de phase. L'effet dispersif peut être exprimé par le terme $\varphi(\omega)$ en posant :

$$\varphi(\omega) = \frac{iB(\omega - \omega_s)^2}{2}, \quad (3.31)$$

où B est le paramètre de dispersion du FBG [8].

3.5 Bruit d'entrée

Toute cavité laser génère un certain niveau de bruit d'émission spontanée produit par la désexcitation spontanée des ions actifs du niveau d'énergie supérieur N_2 au niveau d'énergie inférieur N_1 . Le bruit d'émission spontanée est souvent le signal initiateur de l'effet laser dans une cavité. Selon les sections efficaces des ions actifs dans un milieu laser pompé, certaines longueurs d'onde sont amplifiées et, par rétroaction, amplifiées à nouveau pour chaque passage jusqu'à atteindre un régime stable où une longueur d'onde favorisée par la cavité domine. Initialiser les simulations d'une cavité laser à partir de bruit est donc bien représentatif de la physique réelle d'une cavité laser. De plus, la diffusion Raman spontanée est nécessaire pour débiter le processus d'effet Raman stimulé dans les lasers modélisés. Autrement ce gain Raman n'agirait sur rien et l'instabilité Raman modélisée serait presque nulle. Il y a donc un bruit quantique ajouté au début de chaque propagation dans la fibre optique.

Le bruit d'émission spontanée se produit partout dans la fibre et une fraction seulement sera émise dans la direction de propagation du signal. Selon Siegman [48], le bruit d'émission spontanée à la sortie d'un milieu laser pompé est équivalent au bruit à la sortie du passage d'un signal composé d'un seul photon par unité de bande de fréquence par seconde. Or, dans les simulations numériques, chacun de ces photons à l'entrée a deux états possibles, c'est-à-dire présent ou absent. Chaque photon a donc une probabilité moyenne d'être présent de 50% à l'entrée de la fibre optique. Cette définition du bruit d'émission spontanée a été utilisée dans d'autres simulations de Yb-LFHPC [4].

Dans les simulations unidirectionnelles et bidirectionnelles, la puissance totale de tous les photons à l'entrée de la fibre est divisée également à chacune des fréquences présentes dans la simulation, lesquelles ont chacune une phase aléatoire. Le bruit résultant est un signal d'une puissance aléatoire dans le temps et d'une puissance moyenne ayant la valeur de la somme des contributions de 0,5 photon par unité de bande de fréquence par seconde. Ce bruit est ajouté au signal principal $A(z, t)$ à l'entrée de chacune des propagations dans la fibre optique, c'est-à-dire après la réflexion par les réseaux de Bragg.

3.6 Paramètres de simulation de la fibre optique

Il existe plusieurs fibres optiques dopées à l'ytterbium disponibles sur le marché. L'une des plus répandues est la fibre *LMA-YDF-20/400* de *Nufern*. Elle a notamment été utilisée dans

des travaux expérimentaux en Allemagne [3; 15; 46] et à l'Université Laval [12]. Afin de valider les modèles de simulation, il est avantageux de reproduire numériquement un montage expérimental et de comparer les résultats des simulations aux résultats expérimentaux ; c'est pourquoi la fibre de *Nufern* a été modélisée. Cette section décrit les détails des propriétés de la fibre optique et du calcul des paramètres de dispersion et de l'effet Raman, ainsi que le calcul des sections efficaces des ions d'ytterbium.

3.6.1 Propriétés de la fibre optique

Les propriétés de la fibre optique de *Nufern* sont présentées dans le tableau 3.1. La densité d'ions d'ytterbium a été fournie par les auteurs de la référence [4].

Diamètre du coeur	20 μm
Diamètre de la gaine	400 μm
Ouverture numérique	0.065
Densité d'ions d'ytterbium	$4.6 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$

Tableau 3.1 – Propriétés de la fibre optique dopée à l'ytterbium *LMA-YDF-20/400* de *Nufern*.

On remarque que la fibre optique de *Nufern* a un coeur de 20 μm de diamètre, et une petite ouverture numérique. La fibre optique est en fait légèrement multimode à la longueur d'onde d'opération des Yb-LFHPC autour de 1 μm . Expérimentalement, cet aspect multimode est évité par la création de pertes par courbure en enroulant la fibre optique. Les modes supérieurs subissent alors beaucoup plus de pertes par courbure que le mode fondamental. Ainsi, dans les simulations, il est considéré qu'un seul mode se propage dans la fibre optique.

3.6.2 Dispersion

La composition exacte de la fibre optique *LMA-YDF-20/400* de *Nufern* n'est pas connue et demeure un secret industriel bien gardé par Nufern. Il peut cependant être estimé qu'elle est composée à grande majorité de silice. À partir des équations de Sellmeier [6], il est alors possible de calculer l'indice de réfraction de la silice autour de la longueur d'onde centrale de la simulation $\lambda_0 = 2\pi c/\omega_0$ et d'en déduire la dispersion du milieu. La relation de Sellmeier pour la silice est :

$$n^2(\lambda) = 1 + \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}, \quad (3.32)$$

où λ est en μm . Les termes de dispersions, β_1 , β_2 et β_3 peuvent être obtenus avec les équations suivantes :

$$\beta_1(\lambda_0) = \frac{1}{c}n(\lambda_0) - \lambda_0 n'(\lambda_0), \quad (3.33)$$

$$\beta_2(\lambda_0) = \frac{1}{2\pi c^2}\lambda_0^3 n''(\lambda_0), \quad (3.34)$$

$$\beta_3(\lambda_0) = \frac{-1}{4\pi^2 c^3}\lambda_0^4 (\lambda_0 n^{(3)}(\lambda_0) + 3n''(\lambda_0)). \quad (3.35)$$

Une partie de la dispersion est également attribuable au guidage par la fibre optique. Cependant, comme il s'agit d'une fibre optique à large aire modale, cette contribution du guidage à la dispersion est très faible et elle sera négligée dans les simulations numériques.

3.6.3 Sections efficaces de la transition des ions d'ytterbium

Le modèle des sections efficaces est basé sur une concordance de fonctions gaussiennes et lorentziennes sur des données expérimentales de Paschotta [44]. Ce modèle a été développé par Maxime Hardy dans le cadre de sa maîtrise [13]. Les fonctions gaussiennes (équation (3.36)) et lorentziennes (équation (3.37)) sont définies comme :

$$G_\kappa(\omega) = K_\kappa \exp\left(\frac{-(\lambda - \lambda_{c,\kappa})^2}{2\Delta\lambda_\kappa^2}\right), \quad (3.36)$$

$$L(\omega) = \frac{K}{1 + \pi \frac{(\lambda - \lambda_c)^2}{\Delta\lambda^2}}, \quad (3.37)$$

où K est la valeur pic de la fonction L ou G , κ est le numéro de la fonction, λ_c est la longueur d'onde centrale du pic et $\Delta\lambda$ est la largeur du pic. Les sections efficaces d'absorption et d'émission sont modélisées avec chacune une fonction lorentzienne et trois fonctions gaussiennes. Les détails de ces fonctions sont présentés au tableau 3.2.

Fonction	Absorption			Émission		
	K [m ²]	λ_c [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]	K [m ²]	λ_c [nm]	$\Delta\lambda$ [nm]
L	2600e-27	975	5.5	2600e-27	975	5.5
G ₁	830e-27	911	22	475e-27	1024	18
G ₂	70e-27	1010	16	40e-27	930	16
G ₃	80e-27	1058	10	250e-27	1065	40

Tableau 3.2 – Paramètres des fonctions de concordance pour la modélisation des sections efficaces de l'ytterbium.

Les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ytterbium sont calculées en effectuant la somme des fonctions présentées au tableau 3.2 dans chaque cas. La figure 3.2 montre les

fonctions individuelles et leur somme. Pour des raisons de meilleure illustration des sections efficaces, leur calcul est présenté ici avec leur dépendance en longueur d'onde. Puisque le modèle prend en considération les sections efficaces en fonction de la fréquence ω , il est possible de faire la concordance de σ_{ij} en fréquences avec $\omega = 2\pi c/\lambda$, où c est la vitesse de la lumière. Les sections efficaces sont alors :

$$\sigma_{12}(\omega) = L_{abs}(\omega) + G_{1,abs}(\omega) + G_{2,abs}(\omega) + G_{3,abs}(\omega), \quad (3.38)$$

$$\sigma_{21}(\omega) = L_{em}(\omega) + G_{1,em}(\omega) + G_{2,em}(\omega) + G_{3,em}(\omega). \quad (3.39)$$

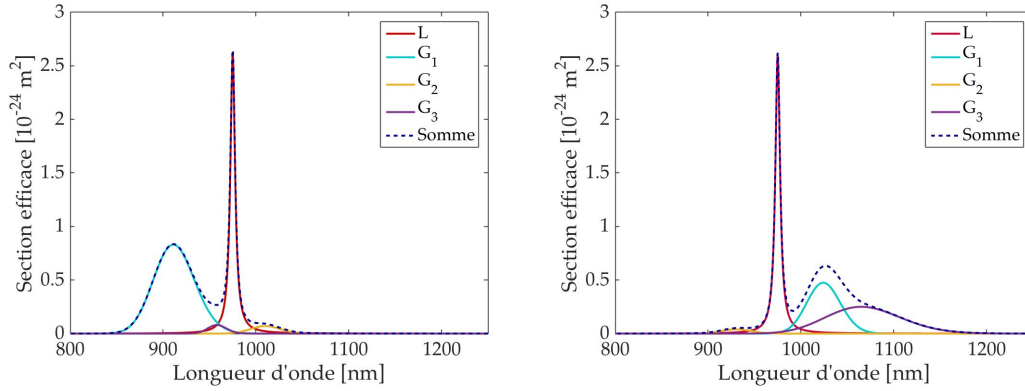


Figure 3.2 – Fonctions et somme des fonctions utilisées pour la modélisation des sections efficaces d’absorption (gauche) et d’émission (droite).

Ces sections efficaces sont utilisées directement dans le calcul du gain. Elles servent également à déduire les sections efficaces à la longueur d’onde de pompe à $\sigma_{ij}(\omega_p)$.

3.6.4 Effet Raman

Comme discuté précédemment, l’effet Raman est calculé lors de l’application des effets non linéaires pendant la propagation dans la fibre optique à l’aide d’une fonction de transfert Raman $\tilde{h}_R(\omega)$. Cette fonction de transfert est basée sur les travaux de Hollenbeck et Cantrell [16] qui ont modélisé la fonction de transfert à partir d’un fit sur la réponse Raman impulsionnelle $h_R(t)$ de la silice [49] par la somme des contributions de 13 modes de vibrations. Ces modes de vibration ont les caractéristiques présentées dans le tableau 3.3.

La réponse Raman est alors la somme de ces contributions selon :

$$h_R(t) = \sum_{i=1}^{13} A_i e^{-\gamma_i t} e^{-\Gamma_i^2 t^2 / 4} \sin(\omega_{v,i} t) \theta(t), \quad (3.40)$$

Mode	Position	Amplitude maximale	Largeur à mi-hauteur de la gaussienne	Largeur à mi-hauteur de la lorentzienne
i	K_i [cm ⁻¹]	A_i	G_i [cm ⁻¹]	L_i [cm ⁻¹]
1	56.25	1.00	52.10	17.37
2	100.00	11.40	110.42	38.81
3	231.25	36.67	175.00	58.33
4	362.50	67.67	162.50	54.17
5	463.00	74.00	135.33	45.11
6	497.00	4.50	24.50	8.17
7	611.50	6.80	41.50	13.83
8	691.67	4.60	155.00	51.67
9	793.67	4.20	59.50	19.83
10	835.5	4.50	64.30	21.43
11	930.00	2.70	150.00	50.00
12	1080.00	3.10	91.00	30.33
13	1215.00	3.00	160.00	53.33

Tableau 3.3 – Paramètres des fonctions de concordance pour la modélisation de la réponse Raman de la silice, tiré de Hollenbeck [16].

où A_i est l'amplitude maximale du mode, γ_i est la largeur lorentzienne du mode, en lien avec l'homogénéité du mode, Γ_i est la largeur gaussienne du mode, en lien avec l'inhomogénéité du mode, $\omega_{v,i}$ est la fréquence de résonance du mode et $\theta(t)$ est la fonction de Heaviside :

$$\gamma_i = \pi c L_i, \quad (3.41)$$

$$\Gamma_i = \pi c G_i, \quad (3.42)$$

$$\omega_{v,i} = 2\pi c K_i, \quad (3.43)$$

$$\begin{aligned} \theta(t) &= 1, t \geq 0, \\ \theta(t) &= 0, t < 0. \end{aligned} \quad (3.44)$$

Dans les modèles de propagation, le calcul de l'effet Raman est fait dans le domaine des fréquences, à partir de la fonction de transfert Raman qui est obtenue d'après :

$$\tilde{h}_R(\omega) = \text{ifft}\{h_R(t)\}. \quad (3.45)$$

La figure 3.3 montre la modélisation de la réponse Raman de la silice dans le domaine temporel $h_R(t)$ et la fonction de transfert $\tilde{h}_R(\omega)$ associée. De cette fonction de transfert, la partie imaginaire (en rouge sur la figure 3.3) crée le gain Raman, tandis que la partie réelle (en bleu) crée un déphasage. On remarque que le pic de gain se trouve à environ 13 THz de la fréquence centrale. Ainsi, pour un signal typique de Yb-LFHPC à 1078 nm, le pic formé à 13 THz correspond à une longueur d'onde de 52 nm plus grande. Il y a donc un fort gain autour de 1130 nm, comme il est possible de remarquer expérimentalement sur la figure 1.3.

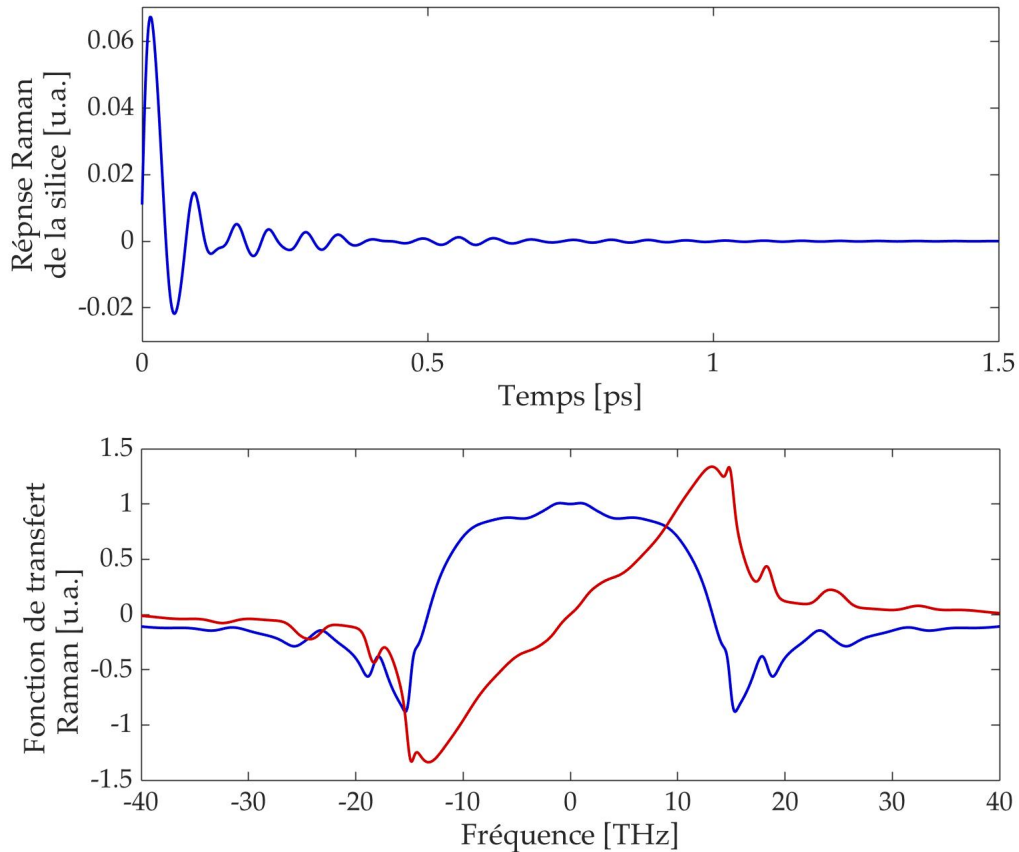


Figure 3.3 – Modèle de la réponse Raman de la silice : [haut] réponse Raman temporelle et [bas] partie imaginaire (rouge) et réelle (bleu) de la fonction de transfert Raman.

3.7 Fonctionnement global des modèles de simulation

Afin de mieux illustrer le fonctionnement des modèles de simulation, l'évolution du signal dans les modèles est décrite dans cette section. Les calculs sont répétés à chaque tour de cavité, jusqu'à l'atteinte du nombre de tours spécifié par l'utilisateur des modèles. Les deux modèles de simulation montrent des évolutions du signal différentes. Il sera donc question du modèle unidirectionnel d'abord et du modèle bidirectionnel ensuite. Avant les calculs de propagation, les conditions de la simulation doivent être définies, c'est-à-dire les vecteurs de

temps et de fréquences, selon ce qui a été présenté à la section 3.1 et la puissance de pompe. À partir de ces conditions, les paramètres de la simulation pour la fibre optique peuvent être définis (section 3.6), ainsi que les profils de réflectivité des réseaux de Bragg (section 3.4). Cette section ne présentera que le cas où la configuration de pompage est effectuée en copropagation (du côté du HR). Il y aura tout de même des commentaires sur les changements à apporter pour d'autres configurations de pompage.

3.7.1 Modèle unidirectionnel

La figure 3.4 présente les étapes de fonctionnement du code de simulation numérique du modèle unidirectionnel. Lors du premier tour, le signal est initialisé à 0, puis pour tous les tours suivants, le signal d'entrée est le signal réfléchi par le HR. Avant la propagation dans la fibre optique dopée, le bruit d'entrée est ajouté au signal, tel que décrit à la section 3.5. La propagation du signal se fait ensuite selon la méthode de Fourier à pas alternés (section 3.2) et celle de la pompe selon l'équation (3.11) avec, comme puissance à l'entrée, la valeur définie dans les paramètres de la simulation. Le signal propagé est divisé en deux par le LR. La partie transmise est enregistrée comme le signal de sortie et la partie réfléchie est propagée dans la même fibre optique pour son retour vers le HR. Dans ce cas-ci par contre, la puissance de la pompe va croître en z , selon l'équation (3.12). La puissance de pompe à l'entrée de cette seconde propagation est la puissance pompe à la sortie de la première propagation. Le signal à la sortie de la seconde propagation est filtré et réfléchi par le HR. Il peut alors servir de signal d'entrée pour le tour de cavité suivant.

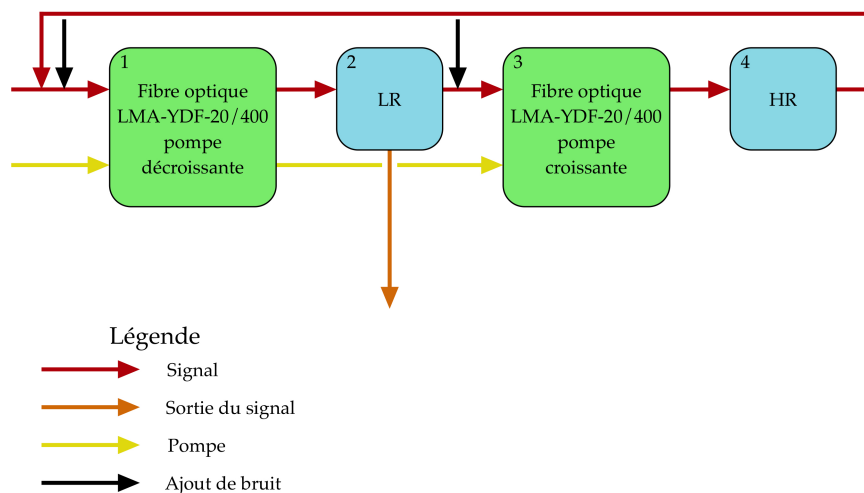


Figure 3.4 – Illustration des étapes d'un tour de cavité laser dans le modèle de simulation unidirectionnel.

La figure 3.4 est valide seulement pour une configuration de pompage en copropagation. En configuration de pompage en contrapropagation, il faudrait simplement inverser les cases HR et LR de la figure 3.4. Le signal de sortie serait alors obtenu après la seconde propagation. Dans le cas où une configuration hybride en copropagation et contrapropagation serait simulée, il faudrait résoudre les deux puissances de pompe séparément lors de la propagation, en mettant la pompe croissante lors de la première propagation du premier tour à 0. L'ordre des directions de propagation est alors arbitraire.

3.7.2 Modèle bidirectionnel

Le modèle bidirectionnel est légèrement plus complexe (figure 3.5). Le processus est le même que le modèle unidirectionnel, à l'exception de la sauvegarde et de la réutilisation du signal. En fait, tel que présenté dans la section 3.3, lors de la propagation dans la fibre optique, le signal est enregistré à chaque pas de la simulation, afin d'être utilisé comme signal en sens inverse à la propagation lors de la propagation suivante. Lors de la première propagation du premier tour de cavité laser, ce signal en sens opposé est mis à 0. Comme la figure 3.4, la figure 3.5 est valide seulement pour une configuration de pompage en copropagation. Les mêmes modifications que le modèle unidirectionnel peuvent être apportées pour tenir compte d'autres configurations de pompage.

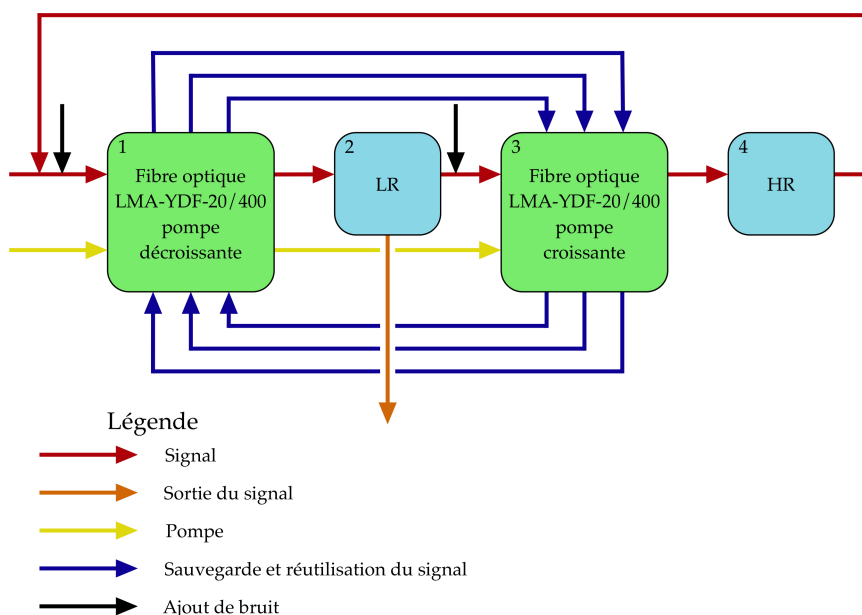


Figure 3.5 – Illustration des étapes d'un tour de cavité laser dans le modèle de simulation bidirectionnel.

3.8 Commentaires sur les modèles de simulation

Quelques détails essentiels au bon fonctionnement des simulations doivent être discutés. Ces détails concernent principalement le modèle bidirectionnel. Il s'agit de commentaires sur les différences sur les termes de dispersion inclus dans les modèles unidirectionnels et bidirectionnels, sur des artefacts numériques ainsi que sur le temps d'exécution des modèles.

3.8.1 Mouvement relatif des fenêtres de temps du modèle bidirectionnel

Le modèle bidirectionnel prend en considération deux signaux se propageant en directions opposées. Comme il s'agit en fait du même signal, mais enregistré lors de la propagation précédente, il faut éviter que des structures temporelles dans les deux directions de propagation ne se trouvent constamment en interaction entre elles par effets non linéaires. Afin de créer un mouvement du signal dans la fenêtre temporelle de simulation, le modèle bidirectionnel considère la vitesse de groupe par le premier terme de dispersion β_1 tel que présenté au chapitre 2. Le modèle unidirectionnel est dans un référentiel temporel T suivant la propagation de la fréquence centrale de simulation ω_0 , et l'absence de signal en propagation inverse enlève la nécessité de considérer la vitesse de groupe avec un terme en β_1 .

3.8.2 Artefacts numériques

La résolution numérique introduit des artefacts dans le signal, potentiellement observables dans le spectre. Ces artefacts sont causés par la périodicité artificielle introduite par la présence de pas numériques en z . Cette périodicité entraîne la création de bandes spectrales latérales résonantes dans le spectre, un peu comme ce qui est observé dans les lasers à solitons [22]. Effectuer la simulation avec des pas Δz plus petits réduit ces artefacts considérablement et les éloigne du centre de la simulation, pouvant même les sortir de la plage spectrale de la simulation. Afin de limiter leurs effets sur la simulation, il faut donc choisir un pas suffisamment petit pour que les artefacts se trouvent en dehors de la zone d'importance, c'est-à-dire en dehors de la bande de gain de l'ytterbium et du gain causé par l'effet Raman. La figure 3.6 illustre ce phénomène.

Sur la figure 3.6, on remarque que plus le pas de simulation est grand, plus le nombre de pics est important. Ces pics sont particulièrement visibles autour des longueurs d'onde de 900 à 1000 nm sur la figure 3.6. Le cas extrême où le pas est de 0,05 m montre qu'un pas trop grand peut détruire complètement l'allure du spectre et fausser les données. Les simulations présentées dans ce mémoire ont été effectuées avec un pas de 1 mm de longueur.

Un autre artefact se trouve à la fréquence centrale de simulation ω_0 . Le changement du pas de simulation n'a donc aucun impact sur cet artefact. Étrangement, cet artefact semble avoir un impact dans le modèle bidirectionnel seulement. Aucune explication claire n'a pu être trouvée sur la présence de cet artefact, mais l'hypothèse principale est que le nombre consi-

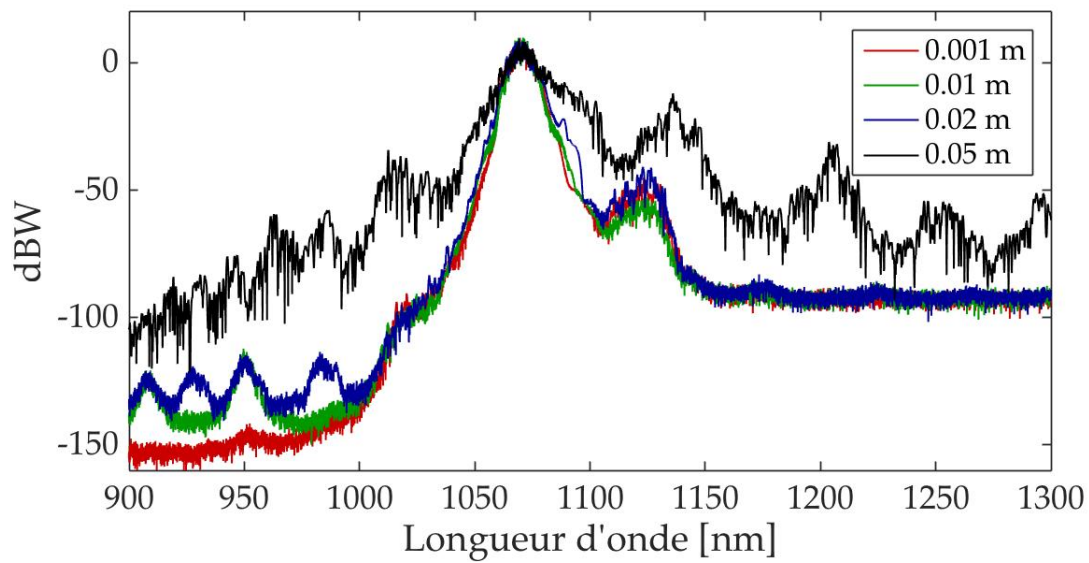


Figure 3.6 – Illustration de l’effet spectral de la variation de la longueur du pas de simulation de la méthode de Fourier à pas alternés sur la présence d’artéfacts numériques.

dérablement plus grand de transformées de Fourier discrètes dans le modèle bidirectionnel accentue la présence de l’artéfact numérique central par rapport au modèle unidirectionnel. La figure 3.7 montre l’effet de la variation de la longueur d’onde centrale de simulation avec le modèle bidirectionnel sur l’allure du pic spectral principal.

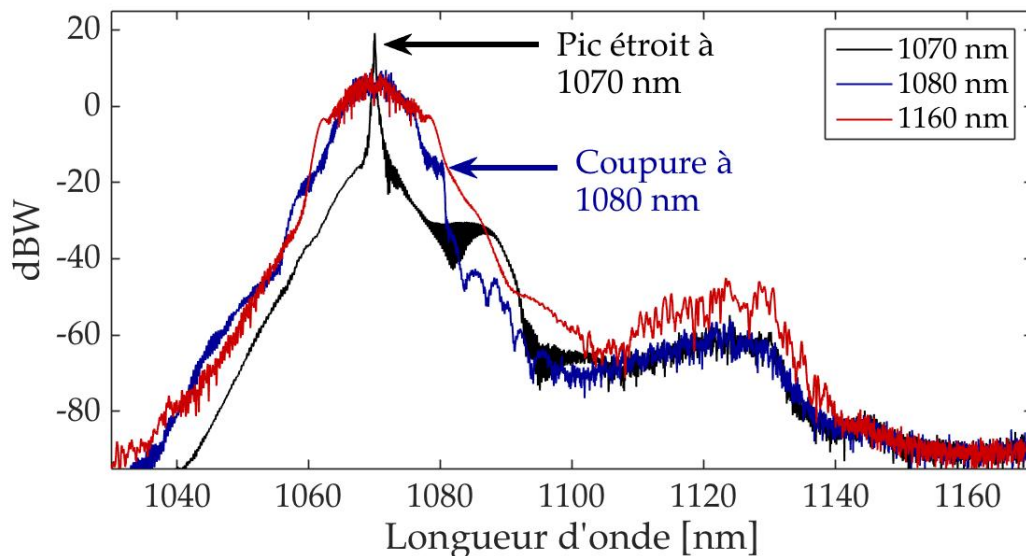


Figure 3.7 – Illustration de l’effet spectral de la variation de la longueur d’onde centrale de la simulation sur l’allure du pic spectral principal du signal.

Sur la figure 3.7, lorsque la longueur d’onde centrale de la simulation concorde avec la lon-

gueur d'onde centrale du pic principal du signal, à 1070 nm, le spectre devient extrêmement étroit. En décalant légèrement la longueur d'onde centrale de simulation à 1080 nm, de sorte qu'elle soit toujours à l'intérieur du pic spectral principal du signal, une coupure dans le spectre devient visible exactement à la longueur d'onde centrale de simulation. Finalement, lorsque la longueur d'onde centrale de la simulation est à l'extérieur de la zone spectrale d'intérêt du signal, à 1160 nm, l'artéfact n'est plus visible.

Pour le modèle bidirectionnel, il faut donc décaler la fréquence centrale de la simulation ω_0 par rapport à la fréquence centrale du signal ω_s . C'est pourquoi le modèle bidirectionnel prend compte de la TOD (β_3). La GVD est obtenue dans les simulations pour la fréquence ω_0 . Pour que la dispersion soit adéquate pour le signal à ω_s , il faut alors ajouter un terme de correction à la GVD, ce qui est le rôle de la TOD. Dans le cas où le modèle unidirectionnel serait utilisé et que fréquence centrale de la simulation ω_0 serait différente de la fréquence principale du signal ω_s , il faudrait alors ajouter le terme de la TOD à l'équation de propagation unidirectionnelle également (équation (2.26)).

3.8.3 Temps d'exécution

Le modèle bidirectionnel est considérablement plus lourd numériquement. En effet, la nécessité de sauvegarder le signal en tout point z lors de la propagation dans la fibre optique crée une demande en mémoire vive très forte. La mémoire nécessaire dépend de la longueur du pas Δz et de la longueur de la fibre optique formant la cavité. Chaque pas de simulation nécessite également plus de calculs pour le modèle bidirectionnel, principalement à cause du plus grand nombre de transformées de Fourier rapides à effectuer avec le terme Raman croisé, tel que présenté précédemment, et la résolution des effets non linéaires par la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4.

Le modèle bidirectionnel nécessite de 10 à 20 fois plus de mémoire vive et un temps de calcul environ cinq fois plus long que le modèle unidirectionnel. Bien que le modèle unidirectionnel soit moins représentatif de la physique réelle de la cavité laser que le modèle bidirectionnel, les résultats produits demeurent assez représentatifs du comportement général des Yb-LFHPC, comme il sera présenté au chapitre suivant. Dans une situation où la précision n'est pas un enjeu, où les capacités de mémoire vive sont limitées et où des simulations doivent être effectuées rapidement, le modèle unidirectionnel est suffisant.

Le modèle bidirectionnel demeure tout de même le modèle le plus représentatif des Yb-LFHPC. Le modèle bidirectionnel développé en *Matlab* n'utilisait pas de stratégies de parallélisation des calculs. Pour améliorer le temps d'exécution du modèle bidirectionnel, il serait avantageux d'utiliser un langage de programmation compilé tel que le C++ et d'utiliser des techniques de parallélisation des calculs, surtout pour les transformées de Fourier rapides, qui prennent la majeure partie du temps d'exécution.

Il est également important de noter que, dans le modèle numérique, le signal est représenté dans une fenêtre temporelle limitée à quelques dizaines de picosecondes, et ce, de manière à avoir une bonne résolution temporelle tout en limitant le temps de simulation et l'utilisation de mémoire vive. L'utilisation d'une plage temporelle plus petite que le temps de répétition du laser ne vient pas fausser les résultats, puisque que le débordement du signal des deux côtés de la fenêtre temporelle se trouve à entrer par le côté opposé. Nous supposons alors que ce qui est transféré d'un côté de la fenêtre à l'autre est représentatif du signal qui entrerait s'il venait de l'extérieur de la fenêtre de simulation.

3.9 Sommaire

Ce chapitre a permis de présenter les détails de la méthode de simulation développée dans le cadre de ce projet de maîtrise. La définition des conditions de simulation a été décrite. Les détails de la résolution des équations de propagation dans la fibre optique pour les modèles unidirectionnel et bidirectionnel par méthode de Fourier à pas alternés ont été présentés. Ces méthodes sont relativement les mêmes pour les deux modèles, à l'exception de la sauvegarde de la propagation en tout point z dans la fibre optique ainsi que l'utilisation de la méthode numérique de Runge-Kutta d'ordre 4 pour la résolution de la contribution des effets non linéaires sur le signal lors de la propagation pour le modèle bidirectionnel.

Les réseaux de Bragg sont considérés appodisés, et sont simulés par un profil gaussien ou supergaussien de réflectivité dans le domaine des fréquences, ayant possiblement de la dispersion. Après les réflexions aux extrémités de la cavité, un bruit blanc composé d'un demi-photon par unité de bande de fréquence par seconde est ajouté au signal afin de simuler le bruit d'émission spontané et la diffusion Raman spontanée.

Les détails de la modélisation des paramètres de la fibre optique dopée à l'ytterbium de *Nufern* ont été présentés. La dispersion est modélisée à partir de la variation de l'indice de réfraction en longueur d'onde selon l'équation de Sellmeier. La contribution des propriétés de guidage est négligée, car le large coeur de la fibre optique rend cette contribution faible. Les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ytterbium sont modélisées par la somme de trois fonctions gaussiennes et une fonction lorentzienne pour chacune, selon les travaux de Maxime Hardy [13]. La fonction de transfert Raman $\tilde{h}_R(\omega)$ est basée sur les travaux de Hollenbeck et Cantrell [16].

La présence des termes considérant la vitesse de groupe (β_1) et la TOD (β_3) dans le modèle bidirectionnel a été expliquée. β_1 est un moyen de simuler le mouvement entre les signaux en sens opposés. β_3 est un facteur de correction sur la GVD, car la fréquence centrale de simulation ω_0 est différente de la fréquence centrale du signal ω_s . Ce décentrement et le choix d'un pas de simulation suffisamment petit permettent d'éviter une contribution trop importante d'artéfacts numériques dans les simulations.

Il a finalement été recommandé d'utiliser le modèle unidirectionnel pour des simulations qui doivent être effectuées rapidement, ou pour des simulations effectuées sur les ordinateurs ayant des capacités de mémoire vive limitées. Autrement, le modèle bidirectionnel est le plus représentatif de la physique des Yb-LFHPC et est donc à prioriser. Bien que les modèles aient été développés en langage *Matlab* dans le cadre de ce projet de maîtrise, il est recommandé de programmer les modèles en un langage compilé, tel que le C++ ou autre, afin de maximiser le contrôle sur les données et de permettre de paralléliser les opérations, dans le but ultime de minimiser les temps de calcul.

Chapitre 4

Validation des modèles et mécanismes de base de la cavité laser

Afin de s'assurer que les modèles de simulation soient représentatifs du comportement réel des Yb-LFHPC, des montages réels ont été reproduits et les résultats des simulations comparés aux résultats expérimentaux. Les deux modèles ont aussi été comparés l'un par rapport à l'autre. À partir de ces résultats, il est possible d'analyser le comportement des deux modèles afin d'identifier les mécanismes de base se produisant dans ces cavités laser. La reproductibilité des simulations est également discutée.

4.1 Validation des modèles de simulation

Les résultats des deux modèles de simulation ont été comparés aux résultats expérimentaux obtenus par Samuel Gouin [12]. Ce montage a été utilisé pour la validation puisque l'information était plus facilement accessible, ce qui permet de reproduire le montage le plus fidèlement possible. Le montage est présenté à la figure 4.1.

Lors des simulations, le signal est propagé dans la cavité laser, ainsi que dans la fibre optique de sortie. La cavité est formée d'une fibre optique *LMA-YDF-20/400* de *Nufern* d'une longueur de 46 mètres, d'un HR de 99% de réflectivité ayant une bande réfléchissante large de 2,2 nm centrée à 1078 nm et un LR de 10% de réflectivité ayant une bande réfléchissante de 0,22 nm centrée à 1078 nm. La cavité est pompée par la gaine du côté du HR à une longueur d'onde de 910 nm. La fibre optique de sortie a les mêmes caractéristiques que la fibre *LMA-YDF-20/400* de *Nufern*, sans la présence de dopage aux ions d'ytterbium. Il existe toutefois une forte incertitude sur la longueur de cette fibre optique, malgré la consultation de Samuel Gouin lui-même.

La figure 4.2 montre la moyenne des spectres en puissance du signal de sortie sur une vingtaine de tours. Le pic spectral principal du signal simulé est bien à 1078 nm et le pic lié à

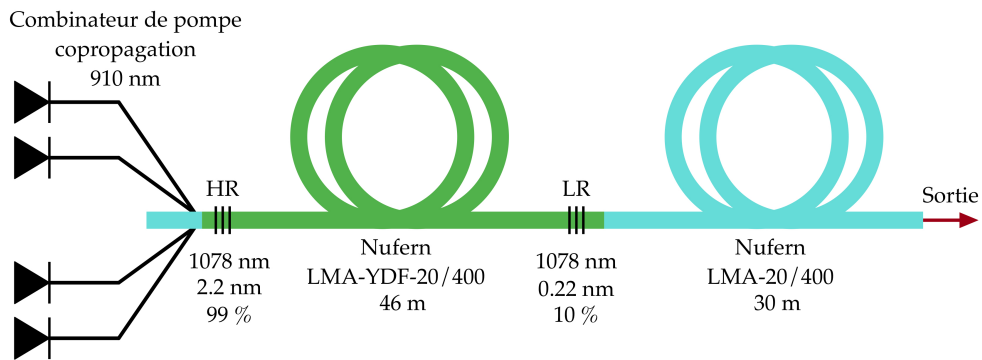


Figure 4.1 – Montage utilisé pour la validation des modèles de simulation, tel que décrit dans le mémoire de Samuel Gouin [12].

l'effet Raman est autour de 1130 nm, tel qu'observé au niveau expérimental [12], et ce pour les deux modèles. Le pic spectral principal est légèrement plus large que celui des données expérimentales. De plus, le niveau du pic Raman est légèrement moins élevé que les données expérimentales. Ces différences viennent probablement des incertitudes sur la longueur et la composition exacte de la fibre optique. Bien que les valeurs absolues soient légèrement différentes des valeurs expérimentales, les simulations reproduisent relativement bien le comportement observé expérimentalement et semblent être un bon outil pour investiguer l'instabilité Raman dans les Yb-LFHPC. De plus, il semble qu'au niveau expérimental des fluctuations du spectre soient observées d'une utilisation à l'autre.

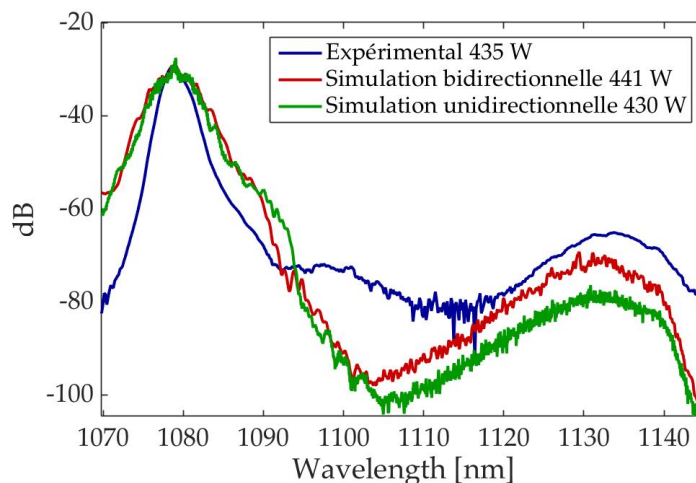


Figure 4.2 – Comparaison entre les spectres expérimental et simulés de la cavité du montage de Samuel Gouin [12] à une puissance autour de 435 W.

La différence la plus importante entre les données expérimentales et simulées est l'efficacité de laser. En effet, la pente d'efficacité expérimentale du montage est de 66,5% sur la puis-

sance de pompe totale [12], alors que celles des modèles sont de 79,6% et 78,8% pour les modèles unidirectionnel et bidirectionnel, respectivement. Les modèles négligent les pertes aux épissures et les pertes intrinsèques à la fibre optique. De plus, expérimentalement, la longueur d'onde centrale du profil de réflectivité du LR changeait par effets thermiques, ce qui entraîne des pertes supplémentaires et n'a pas été pris en compte dans les simulations.

4.2 Mécanismes de base dans la cavité laser

Les spectres obtenus par les simulations reproduisent relativement bien les résultats expérimentaux. Les résultats de simulation permettent également d'étudier le profil temporel de puissance ainsi que la fréquence instantanée du signal. La figure 4.3 présente ces profils temporels de puissance et fréquence instantanée pour chacun des modèles. Ce signal est à la sortie de la cavité laser, c'est-à-dire avant la propagation dans la fibre de sortie passive.

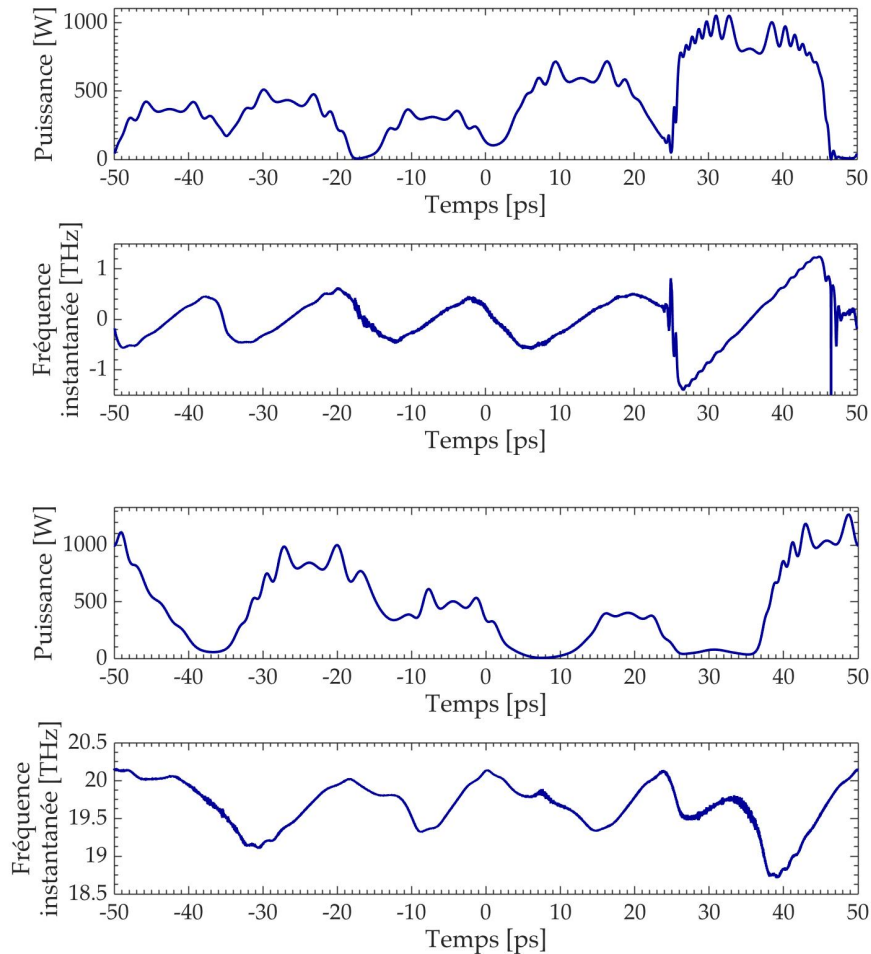


Figure 4.3 – Profils temporels de puissance et de fréquence instantanée des modèles unidirectionnel, avec une puissance moyenne de 430 W (haut), et bidirectionnel, avec une puissance moyenne de 441 W (bas), à la sortie de la cavité du montage de Samuel Gouin [12].

La figure 4.3 montre que les signaux générés par les deux modèles de simulation sont assez semblables. Ce signal, produit par la cavité de la figure 4.1, n'est pas purement continu, mais quasi continu. En effet, le profil temporel de la puissance du signal montre que des modulations importantes sont présentes. Ces modulations ont une durée d'environ 15 à 20 ps et atteignent des puissances crêtes dépassant le double de la puissance moyenne. Puisque l'effet Raman dépend de l'intensité du signal, ces modulations à haute puissance crête favorisent le gain Raman, comme il est possible de constater sur la figure 4.4.

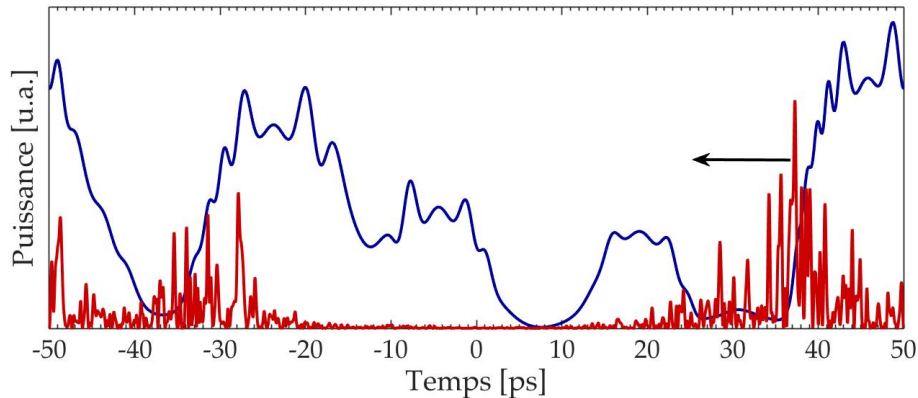


Figure 4.4 – Position de l'onde de Stokes Raman (rouge) par rapport au signal principal (bleu) à la sortie de la cavité du montage de Samuel Gouin [12].

La figure 4.4 montre la position du signal Raman, c'est-à-dire le signal autour de 1130 nm pour le montage de la figure 4.1, par rapport au signal total. On remarque que le signal à 1130 nm se situe près des modulations ayant une forte puissance crête, mais est décalé dû à la dispersion entre la longueur d'onde principale et la longueur d'onde Raman. On constate que les plus grandes longueurs d'onde se trouvent au début des modulations, lorsque la puissance est croissante. Ceci est en accord avec la dispersion normale de la fibre optique de gain.

Chacune des modulations semble avoir une fréquence instantanée croissante dans le temps (figure 4.3). Ceci est causé par la combinaison de la dispersion normale de la fibre optique à la longueur d'onde d'émission et de la SPM, comme il a été discuté au chapitre 2. Il est important de noter que la fréquence instantanée du modèle bidirectionnel n'est pas centrée à 0 comme pour le cas unidirectionnel, car la longueur d'onde centrale de simulation est décalée par rapport à la longueur d'onde principale du signal, pour les raisons décrites au chapitre 3.

4.3 Comparaison des modèles unidirectionnel et bidirectionnel

Il a été montré que les deux modèles de simulation produisent des spectres assez représentatifs de ceux obtenus expérimentalement par Samuel Gouin. Ils ont également des compor-

tements temporels similaires. Les modèles ont cependant quelques différences notables. Ces différences viennent de la contribution du signal se propageant en sens opposé aux effets non linéaires lors de la propagation dans la cavité laser.

4.3.1 Niveau de signal Raman

Sur la figure 4.2, les spectres des modèles unidirectionnel et bidirectionnel semblent assez similaires. En effet, les pics Raman sont à la bonne longueur d'onde pour les deux modèles, mais leurs valeurs absolues diffèrent. La valeur maximale du pic Raman du modèle unidirectionnel est à -80 dB, alors que le pic Raman du modèle bidirectionnel atteint une valeur de -73 dB. Le niveau de signal Raman produit par le modèle bidirectionnel est donc plus représentatif de ce qui est trouvé expérimentalement. Cette différence est directement liée aux termes supplémentaires pour l'effet Raman dans l'équation de propagation bidirectionnelle du signal. Pour l'étude du comportement général de ce type de cavité laser, cette différence n'est pas critique. Il s'agit cependant d'une indication que le modèle bidirectionnel est plus représentatif du comportement du laser.

4.3.2 Stabilité d'un signal purement continu

La stabilité de l'injection d'un seul mode dans la cavité laser a été étudiée. Le montage simulé est une cavité formée d'une fibre optique *LMA-YDF-20/400* de *Nufern* de 20 mètres, pompée par la gaine à une longueur d'onde de 976 nm du côté du HR. Le HR a une réflectivité de 99%, avec une bande réfléchissante de 3,5 nm centrée à 1070 nm et le LR a une réflectivité de 10%, avec une bande réfléchissante de 0,2 nm centrée aussi à 1070 nm. La puissance de sortie est de 660 W. Aucun bruit d'émission spontanée n'a été ajouté dans ces simulations, et un signal continu composé d'un delta de Dirac dans le domaine spectral à 1070 nm de 10 W est injecté dans le coeur de la fibre optique du côté du HR. La figure 4.5 montre les spectres obtenus.

Sur la figure 4.5, on remarque que le modèle bidirectionnel mène à un contenu spectral beaucoup plus riche que le modèle unidirectionnel. La XPM dans le modèle bidirectionnel rend le mode injecté considérablement moins stable que lorsque seulement la SPM a un effet. Cette différence entre la stabilité du mode injecté montre que la XPM a un rôle important sur l'évolution du signal dans la cavité laser, et donc que la considération du signal dans le sens opposé à la propagation doit idéalement être prise en compte. Ceci explique en partie pourquoi le modèle bidirectionnel est plus représentatif du comportement réel du laser.

4.4 Répétabilité des simulations

Les simulations ont un aspect aléatoire par le bruit d'entrée ajouté au début de chacune des propagations dans la fibre optique de gain. La phase aléatoire du bruit d'entrée engendre

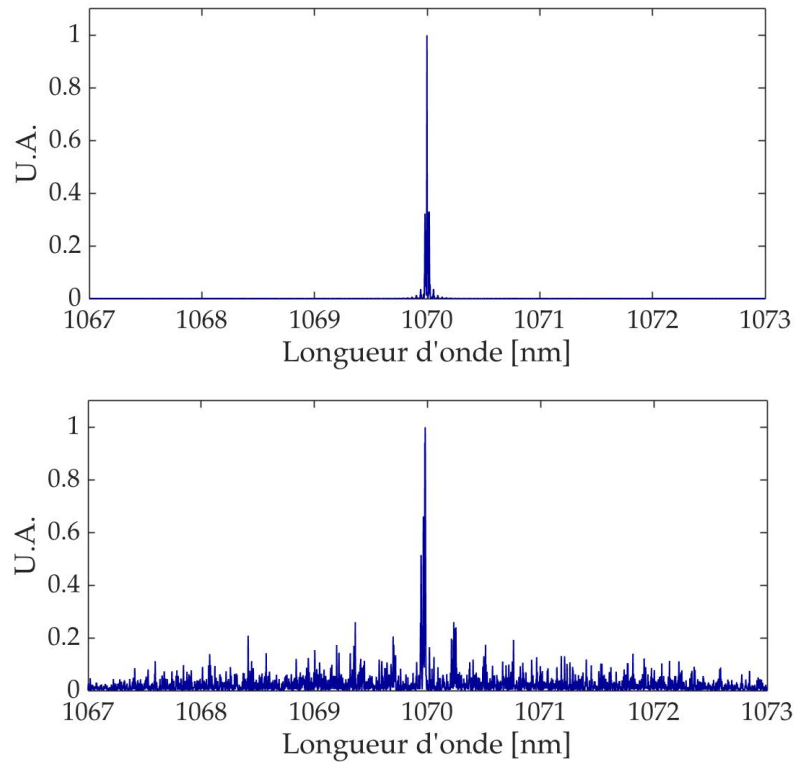


Figure 4.5 – Spectres du modèle unidirectionnel (haut) et du modèle bidirectionnel (bas) lors de l’injection d’un signal continu composé d’un delta de Dirac à 1070 nm.

une position aléatoire des longueurs d’onde de ce signal dans le temps, et ce par rapport aux modulations en puissance. Ceci a un impact sur la puissance liée au pic Raman du signal. On définit la fraction Raman comme la proportion de la puissance liée au pic Raman. Dans le cas du montage à la figure 4.1, la fraction Raman est définie comme étant la fraction de la puissance du signal entre 1110 nm et 1200 nm sur la puissance du signal total entre 1000 nm et 1200 nm évaluée en dB.

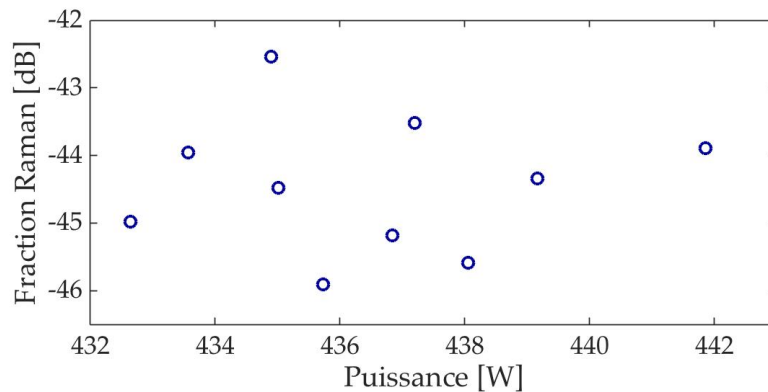


Figure 4.6 – Fraction Raman pour dix simulations ayant les mêmes paramètres.

La figure 4.6 montre la variation en puissance et en fraction Raman de dix simulations bidirectionnelles du montage de la figure 4.1 avec des paramètres identiques. On remarque une variation d'environ 2 dB de la fraction Raman autour de la valeur moyenne de -44,5 dB et une variation de puissance d'environ 1% autour de la puissance moyenne d'environ 437 W. Malgré ces variations, les spectres demeurent tout de même très semblables (figure 4.7). Ces variations sont donc à prendre en considération lors de l'analyse de résultats.

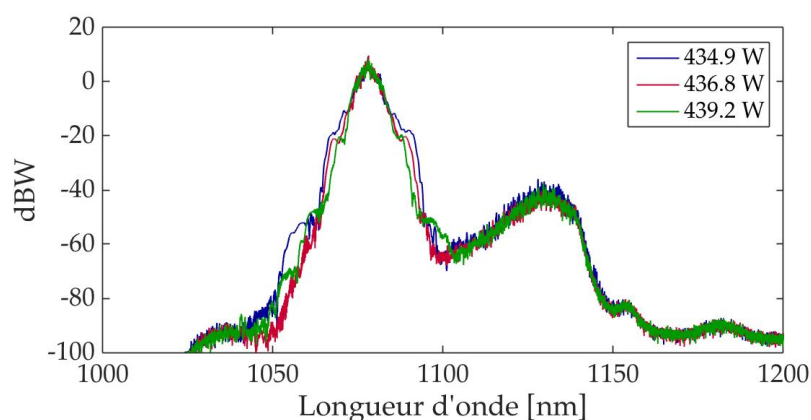


Figure 4.7 – Spectres pour trois simulations ayant les mêmes paramètres.

4.5 Sommaire

Ce chapitre a permis de montrer la validation des modèles de simulation par la reproduction numérique du montage de Samuel Gouin [12]. Il a été montré que les simulations produisent des résultats très semblables aux résultats expérimentaux. Toutefois, la largeur du pic principal est légèrement plus grande et le niveau du pic Raman est légèrement moins haut. Cette différence peut être attribuable aux incertitudes sur la longueur de la fibre optique passive de sortie et sur la composition exacte des fibres optiques de *Nufern* qui nous est inconnue. Les pentes d'efficacité des modèles simulés de 79,6% et 78,8%, pour les modèles unidirectionnel et bidirectionnel respectivement, sont plus élevées que la pente d'efficacité expérimentale de 66,5% [12]. Cette différence est causée par des pertes négligées dans les simulations venant des épissures, des fibres optiques et de la variation de la longueur d'onde de Bragg du LR par effets thermiques.

Il a été montré que ce type de cavité ne produit pas un signal purement continu, mais bien quasi continu. La cavité laser produit un signal dont la puissance est modulée dans le temps. Ces modulations sont d'une durée d'environ 15 à 20 ps et atteignent des puissances crête de plus du double de la puissance moyenne. La fréquence instantanée de ces modulations est croissante dans le temps et varie plutôt linéairement.

Globalement, les modèles unidirectionnel et bidirectionnel produisent des résultats assez

semblables ; les deux modèles sont donc utilisables pour simuler des Yb-LFHP. Le modèle bidirectionnel est tout de même le plus représentatif de la physique réelle de la cavité laser. En effet, le niveau du pic spectral associé à l'effet Raman est plus près des données expérimentales et la XPM amène une instabilité modale non négligeable qui est absente avec le modèle unidirectionnel. C'est pourquoi le modèle bidirectionnel est utilisé dans le reste de ce mémoire pour tester des stratégies de réduction de l'effet Raman dans les Yb-LFHP.

Chapitre 5

Effets des paramètres de la cavité laser sur l'instabilité Raman

Tel que décrit au chapitre 1, la plupart des Yb-LFHPC industriels sont formés d'une fibre optique dopée à l'ytterbium, d'une paire de FBG et d'une fibre optique de sortie incluant un éliminateur de modes de gaine. La distance de propagation dans la fibre optique de sortie affectera directement le transfert de puissance vers l'onde de Stokes Raman. L'allure du signal sera plutôt déterminée par son évolution dans la cavité laser ; c'est pourquoi il est plutôt intéressant d'étudier seulement la propagation du signal dans la cavité elle-même, c'est-à-dire dans la fibre optique dopée à l'ytterbium et les FBG. L'absence de fibre optique de sortie dans les simulations pourrait expliquer des différences entre les résultats de ces simulations et des montages expérimentaux.

Ce chapitre présente l'étude approfondie de l'effet de la variation des paramètres de la cavité laser sur le niveau d'instabilité Raman dans le signal. Plusieurs simulations ont été effectuées en variant un seul paramètre à la fois. En étudiant le spectre, le profil temporel et la fraction Raman du signal, il est possible de déterminer l'effet de chaque paramètre sur le niveau d'instabilité Raman et d'en expliquer l'origine. Ces paramètres sont : la puissance moyenne, la configuration de pompe, la longueur de fibre optique, la largeur de bande réfléchissante des FBG, la dispersion des FBG, la réflectivité du LR et le décalage entre les longueurs d'onde de Bragg des FBG. À partir des résultats, il a été possible de simuler une cavité optimisée pour minimiser l'instabilité Raman.

La figure 5.1 montre le montage simulé pour étudier les effets des paramètres de la cavité laser sur l'instabilité Raman. Il s'agit de la fibre optique *LMA-YDF-20/400* de *Nufern*, un HR de 99% de réflectivité, un LR et une pompe à chaque extrémité de la fibre optique. La définition des paramètres est indiquée dans le tableau 5.1. Toutes les simulations présentées dans la suite de ce mémoire ont été obtenues avec le modèle bidirectionnel.



Figure 5.1 – Montage de simulation pour étudier l’effet de la variation des paramètres de la cavité laser sur l’instabilité Raman.

Paramètres	Définitions
$P_{p,+}$	Puissance pompe en copropagation
$P_{p,-}$	Puissance pompe en contrapropagation
L	Longueur de la fibre optique dopée
λ_{HR}	Longueur d’onde de Bragg du HR
$\Delta\lambda_{HR}$	Largeur de la bande réfléchissante du HR
B_{HR}	Paramètre de dispersion du HR
m_{HR}	Ordre de la supergaussienne du HR
λ_{LR}	Longueur d’onde de Bragg du LR
$\Delta\lambda_{LR}$	Largeur de la bande réfléchissante du LR
B_{LR}	Paramètre de dispersion du LR
m_{LR}	Ordre de la supergaussienne du LR
R_{LR}	Réfectivité du LR

Tableau 5.1 – Définition des paramètres de la cavité laser.

5.1 Puissance moyenne

Puisque l’effet Raman est un effet non linéaire, il va de soi que l’instabilité Raman augmente lorsque la puissance moyenne augmente. Il est tout de même intéressant de simuler ce comportement. Le tableau 5.2 présente les paramètres de la cavité laser utilisée pour ces simulations.

La figure 5.2 montre clairement que le pic de signal Raman est plus élevé pour des puissances plus grandes, comme attendu. Il est possible de définir une puissance Raman, comme étant la puissance produite par les fréquences composant le pic de Stokes Raman. À partir de cette puissance Raman, on définit alors la fraction Raman comme étant le rapport entre la puissance liée au pic de signal Raman sur la puissance totale du signal. Le signal Raman est donc défini comme étant le signal entre les longueurs d’onde de 1100 nm et 1200 nm, tandis que le signal total est composé des longueurs d’onde entre 1000 nm et 1200 nm. La figure 5.3 montre la variation de cette fraction Raman avec la puissance moyenne.

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	Variable
$P_{p,-}$	0 W
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s ²
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	0 s ²
m_{LR}	1
R_{LR}	10%

Tableau 5.2 – Paramètres de simulation pour étudier l’effet de la variation de la puissance moyenne sur l’instabilité Raman.

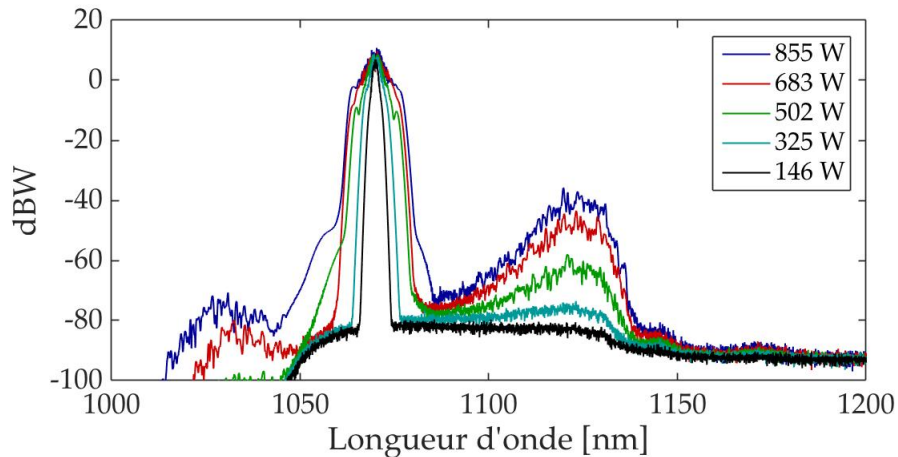


Figure 5.2 – Spectres obtenus en variant la puissance moyenne du signal.

Sur la figure 5.3, on remarque que la fraction Raman augmente exponentiellement avec la puissance moyenne, à l’exception des basses puissances. En fait, à ces puissances, le signal Raman atteint des valeurs près du bruit numérique constant peu importe la puissance. On peut donc considérer l’effet Raman négligeable jusqu’à 325 W de puissance moyenne.

Au niveau temporel, la figure 5.4 montre que les modulations sont absentes à de basses puissances. À 325 W, les modulations semblent commencer à se former et elles sont clairement présentes à 502 W. À 855 W, les modulations sont semblables à celles à 502 W, mais avec des puissances crêtes plus élevées. L’augmentation de la puissance crête des modulations et le positionnement du signal Raman par rapport à ces modulations (chapitre 4) montrent qu’elles ont un lien direct avec l’instabilité Raman.

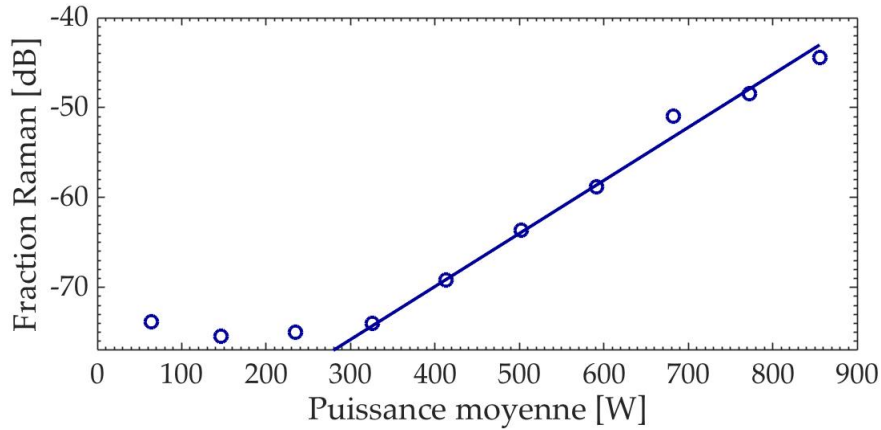


Figure 5.3 – Fraction Raman obtenue en variant la puissance moyenne du signal.

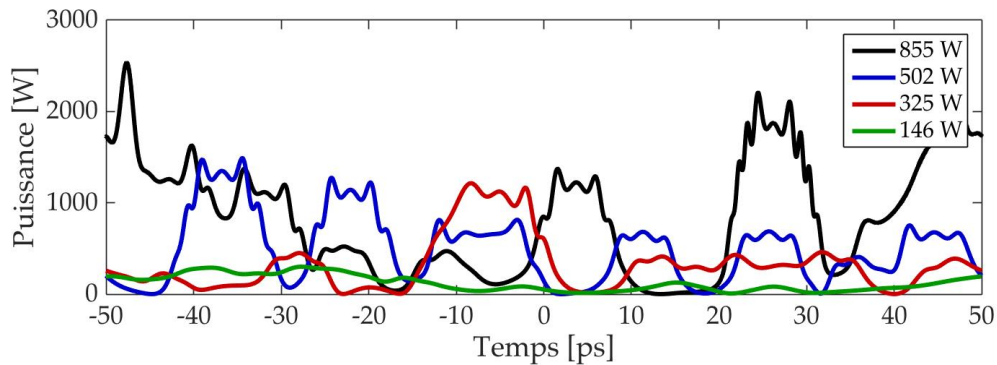


Figure 5.4 – Profils temporels de puissance obtenus en variant la puissance moyenne du signal.

5.2 Configuration de pompage

Il a été montré expérimentalement que la configuration de pompage peut avoir un impact sur l'instabilité Raman [5; 12]. Il est donc intéressant de simuler différentes configurations de pompage afin d'observer leur effet sur les caractéristiques du signal. Le tableau 5.3 montre les paramètres de la cavité laser simulée pour ce test. La somme des puissances de pompe en copropagation et en contrapropagation est constante pour toutes les simulations à 1000 W. La puissance de pompe en copropagation P_+ est donc réglée à une valeur entre 0 et 1000 W et la puissance de pompe en contrapropagation P_- est alors la différence.

La figure 5.5 montre que plus la puissance de pompe en contrapropagation est élevée, et donc que plus la puissance de pompe en copropagation est basse, plus le pic Raman est faible, ce qui est confirmé par la figure 5.6. En effet, la fraction Raman augmente exponentiellement lorsqu'on augmente la puissance de pompage en copropagation. Ces résultats sont en accord avec les résultats expérimentaux obtenus par Évelyne Brown-Dussault et Samuel Guoin [5; 12]. Le niveau de Raman dans les simulations montre une différence de plus de 30 dB entre la

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	Variable
$P_{p,-}$	1000 W - $P_{p,+}$
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s ²
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	0 s ²
m_{LR}	1
R_{LR}	10%

Tableau 5.3 – Paramètres de simulation pour étudier l’effet de la configuration de pompage sur l’instabilité Raman.

configuration de pompage en copropagation et en contrapropagation, alors que la puissance de sortie varie de seulement 2,5% au maximum autour de 840 W en fonction la configuration de pompage. Pomper la cavité par le côté du LR est donc un excellent moyen de diminuer l’instabilité Raman.

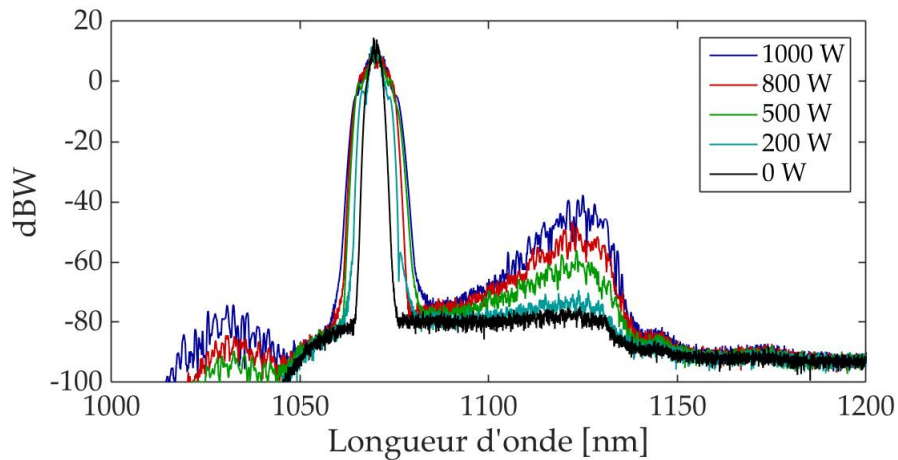


Figure 5.5 – Spectres obtenus en variant la configuration de pompage de la cavité. La légende indique la puissance de pompe en copropagation $P_{p,+}$, sachant que la puissance totale de pompe est de 1000 W, ce qui inclut les pompes en copropagation et en contrapropagation.

Les profils temporels de puissance ne semblent pas avoir de différence majeure entre les configurations de pompage (figure 5.7). En fait, la diminution de l’instabilité Raman avec la configuration de pompage en contrapropagation vient du fait que le signal atteint des puissances élevées plus près de l’extrémité de sortie du laser (LR). Ainsi, la distance de propagation à puissance élevée est plus courte, ce qui réduit la génération d’effets non linéaires. Selon le même principe, on remarque que le pic principal autour de 1070 nm est légèrement

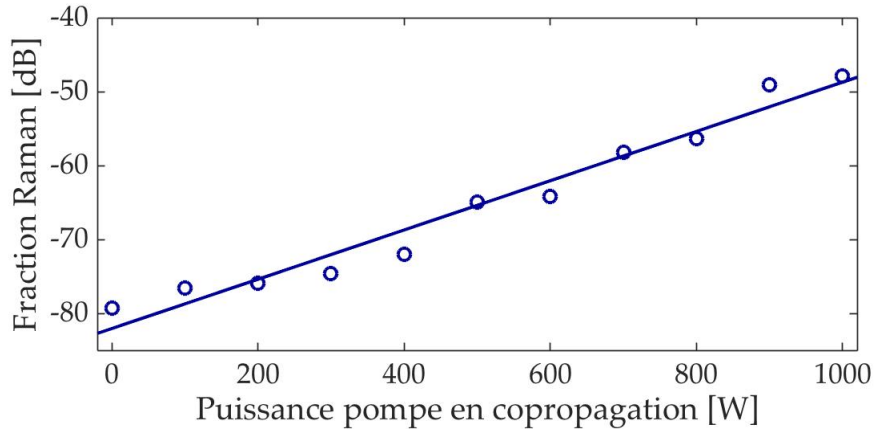


Figure 5.6 – Fraction Raman obtenue en variant la configuration de pompage de la cavité, sachant que la puissance totale de pompe est de 1000 W, ce qui inclut les pompes en copropagation et en contrapropagation.

plus étroit pour la configuration de pompage en contrapropagation, car la propagation à une puissance élevée élargit le pic spectral principal par SPM.

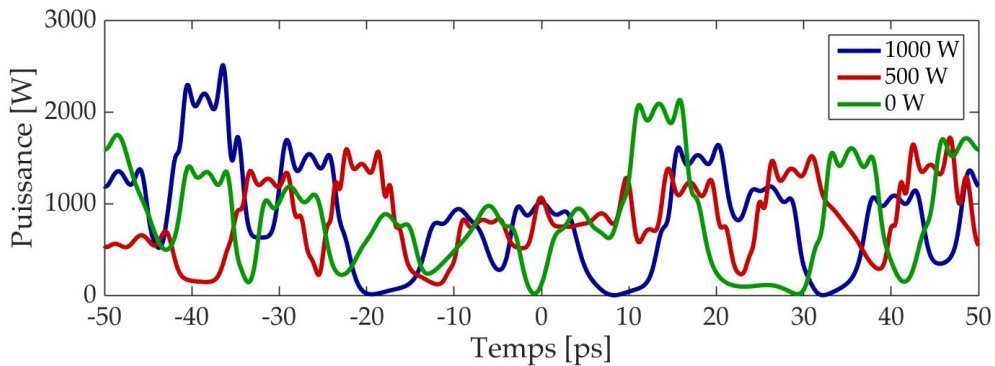


Figure 5.7 – Profils temporels de puissance obtenus en variant la configuration de pompage de la cavité. La légende indique la puissance de pompe en copropagation $P_{p,+}$, sachant que la puissance totale de pompe est de 1000 W, ce qui inclut les pompes en copropagation et en contrapropagation.

5.3 Longueur de la fibre optique de gain

La longueur de la fibre optique a intuitivement un effet sur l'instabilité Raman. En effet, plus la distance de propagation est courte, plus les effets non linéaires seront réduits. On peut donc confirmer cette affirmation par des simulations. Le tableau 5.4 montre les paramètres de simulation utilisés. La longueur de la fibre optique a un impact sur la quantité de pompe absorbée, et donc sur la puissance de sortie du signal atteignable (figure 5.8). Il y a donc un compromis à faire entre l'efficacité de la cavité laser et les effets non linéaires. Ainsi, la puissance de pompe est ajustée à chaque simulation pour atteindre la même puissance de

sortie pour chaque longueur de fibre optique. La puissance varie alors d'environ 2% autour de 870 W.

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	Ajustée
$P_{p,-}$	0 W
L	Variable
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s ²
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	0 s ²
m_{LR}	1
R_{LR}	10%

Tableau 5.4 – Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la longueur de fibre optique sur l'instabilité Raman.

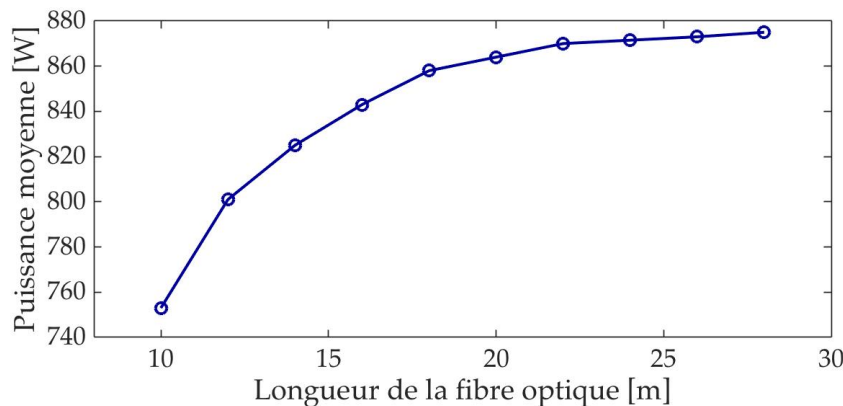


Figure 5.8 – Variation de la puissance de sortie en fonction de la longueur de la fibre optique, en pompant à 1000 W en copropagation.

Comme attendu, on remarque que le niveau de signal Raman augmente avec la longueur de la fibre optique (figures 5.9 et 5.10). Ce sont en fait tous les effets non linéaires qui sont plus importants, car le pic principal du signal à 1070 nm élargit avec la longueur de la fibre optique par effet Kerr. La figure 5.10 montre que l'augmentation de la fraction Raman n'est pas tout à fait exponentielle avec la longueur de la fibre optique.

Sur la figure 5.11, le profil temporel de puissance semble légèrement différent pour une longueur de fibre optique plus courte. À 10 m de longueur, on remarque que les modulations sont moins bien définies que pour des longueurs plus grandes. En fait, à partir de 20 m de fibre optique, les modulations ne semblent pas varier significativement lorsque la longueur de la fibre augmente, ce qui pourrait indiquer un lien entre l'augmentation de la fraction

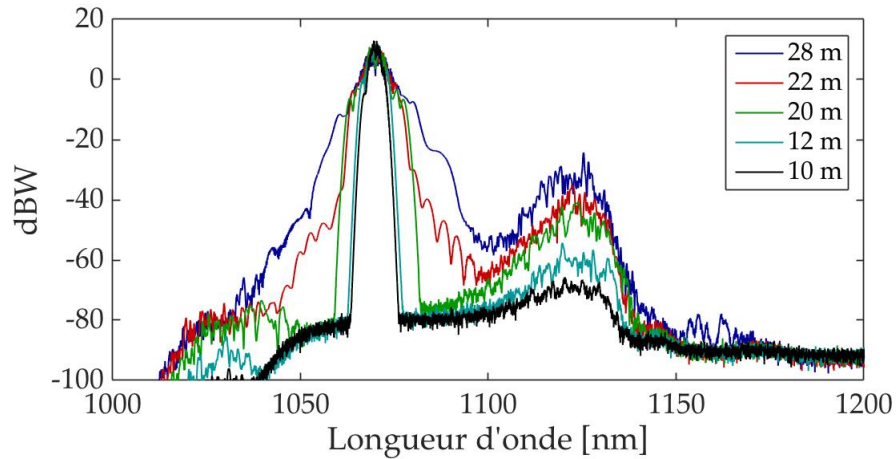


Figure 5.9 – Spectres obtenus en variant la longueur de la fibre optique.

Raman et la présence des modulations. En effet, une structure mieux définie des modulations peut être un facteur supplémentaire à la distance de propagation pour l'augmentation de l'instabilité Raman, ce qui expliquerait pourquoi, sur la figure 5.10, l'augmentation de la fraction Raman avec la longueur de la fibre est plus importante pour des longueurs plus courtes.

La longueur de la fibre optique est habituellement choisie dans le but d'optimiser l'efficacité de la cavité laser. Cette longueur de fibre optique dépend de l'absorption de la pompe. Tel que présenté au chapitre 1, certaines longueurs d'onde ont une plus forte absorption que d'autres par les ions d'ytterbium. Ainsi, il peut être avantageux de pomper le milieu de gain avec une longueur d'onde ayant une forte absorption afin de pouvoir minimiser la longueur de la fibre optique et l'instabilité Raman.

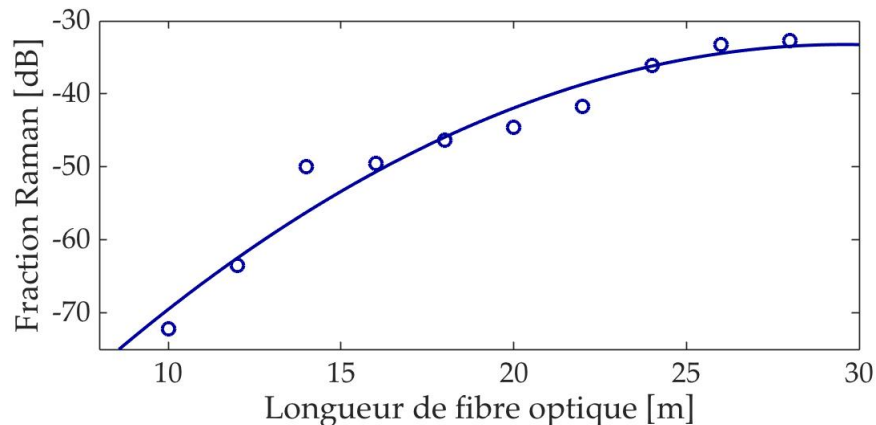


Figure 5.10 – Fraction Raman obtenue en variant la longueur de la fibre optique.

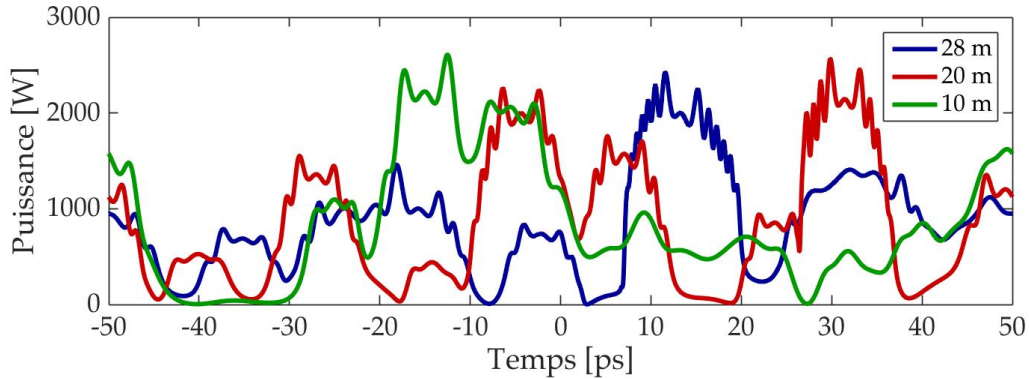


Figure 5.11 – Profils temporels de puissance obtenus en variant la longueur de la fibre optique.

5.4 Ordre de la supergaussienne de la bande réfléchissante des réseaux de Bragg

Les profils de réflectivité des FBG ont habituellement l’allure d’une supergaussienne, mais l’aspect rectangulaire de la supergaussienne peut être diminué par le vieillissement des FBG. Il est également possible de prévoir la forme spectrale du profil de réflectivité à la conception des FBG. Il est donc intéressant d’explorer l’effet de la forme du profil de réflectivité des FBG sur l’instabilité Raman. Des simulations ont été effectuées en modifiant l’ordre m de la supergaussienne représentant la réflectivité des FBG en simulations. Le tableau 5.5 liste les paramètres des simulations.

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	1000 W
$P_{p,-}$	0
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s^2
m_{HR}	Variable
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	0 s^2
m_{LR}	Variable
R_{LR}	10%

Tableau 5.5 – Paramètres de simulation pour étudier l’effet de l’ordre de la supergaussienne du profil de réflectivité des FBG sur l’instabilité Raman.

La figure 5.12 montre qu’autant pour le LR que pour le HR, il ne semble pas y avoir d’impact produit par l’ordre de la supergaussienne du profil de réflectivité des FBG sur le niveau de

signal Raman. De plus, les modifications de l'allure du profil temporel de puissance avec l'ordre de la supergaussienne du profil de réflectivité ne semblent pas significatives.

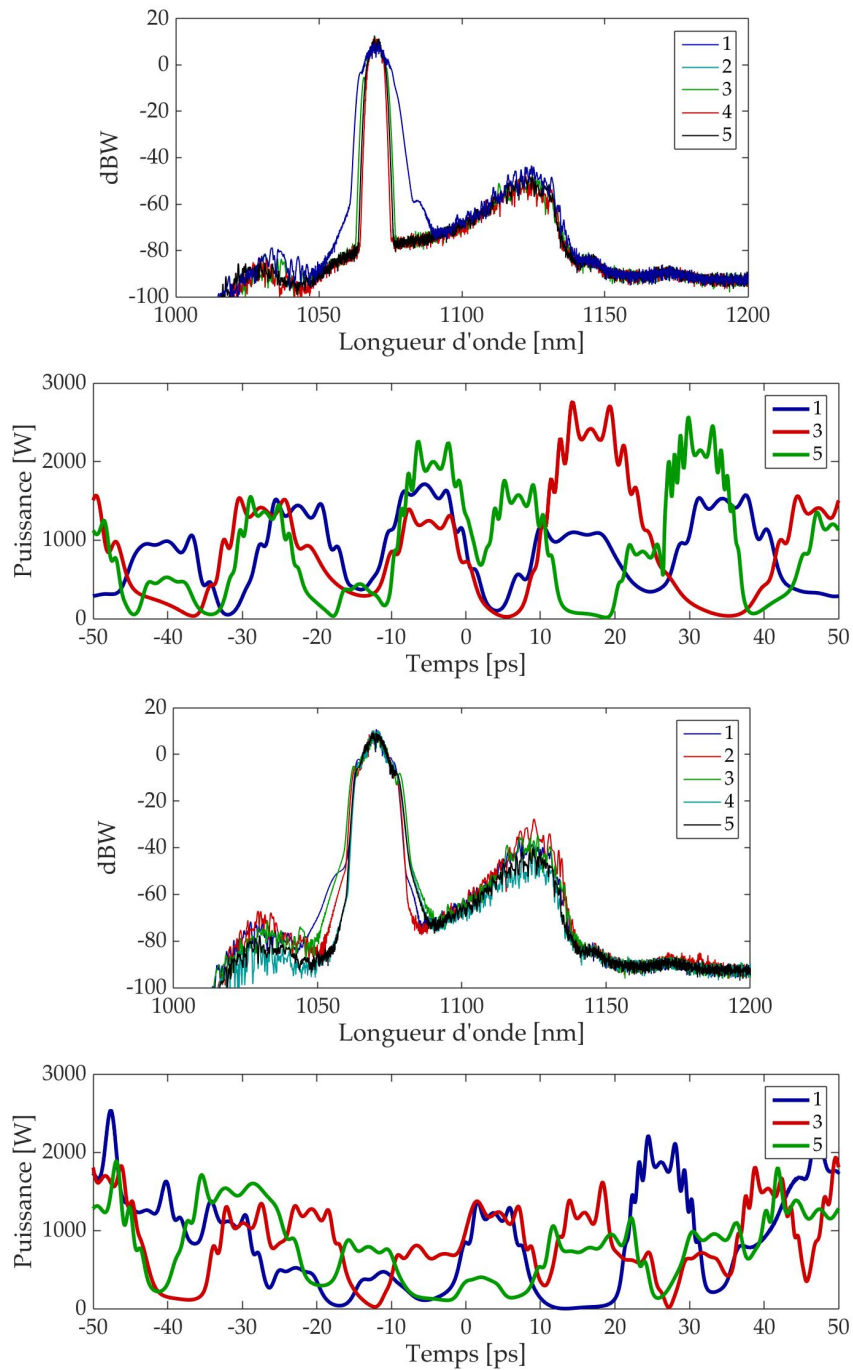


Figure 5.12 – Effets de la variation de l'ordre de la supergaussienne du profil de réflectivité des FBG sur le spectre et le profil temporel de puissance, pour le LR (haut) et pour le HR (bas).

5.5 Largeur de bande réfléchissante des réseaux de Bragg

Un autre paramètre pouvant être choisi lors de la conception de la cavité laser est la largeur de bande réfléchissante des FBG. En effet, les conditions d'inscription des FBG peuvent être adaptées pour produire des largeurs de bande réfléchissante plus ou moins grandes selon les besoins. Cette section présente l'effet de la variation de ce paramètre, et ce, pour le HR et pour le LR.

5.5.1 Largeur de bande du HR

Le HR est typiquement un FBG à large bande réfléchissante, c'est-à-dire de l'ordre de quelques nm de large afin de minimiser les pertes. Les conditions de simulation pour tester l'effet de ce paramètre sont présentées au tableau 5.6.

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	1000 W
$P_{p,-}$	0
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	Variable
B_{HR}	0 s^2
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	0 s^2
m_{LR}	1
R_{LR}	10%

Tableau 5.6 – Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la largeur de bande réfléchissante du HR sur l'instabilité Raman.

La figure 5.13 montre l'effet de la variation de la largeur de bande réfléchissante du HR sur le signal. Les spectres montrent que l'allure demeure la même, autant la largeur du pic principal à 1070 nm que le niveau du pic à 1120 nm. La fraction Raman ne semble pas avoir de corrélation avec la largeur de bande réfléchissante. Les profils temporels de puissance demeurent également très semblables.

5.5.2 Largeur de bande du LR

Le LR a habituellement une bande réfléchissante étroite, permettant d'accorder le laser à la longueur d'onde d'émission désirée. Du même coup, cette étroite bande permet de laisser plus de signal s'échapper de la cavité, ce qui peut améliorer l'efficacité du laser. Le LR a donc la capacité de filtrage la plus importante dans la cavité laser. Sa largeur de bande réfléchissante aura un impact supérieur sur la composition spectrale du signal que le HR. Ainsi,

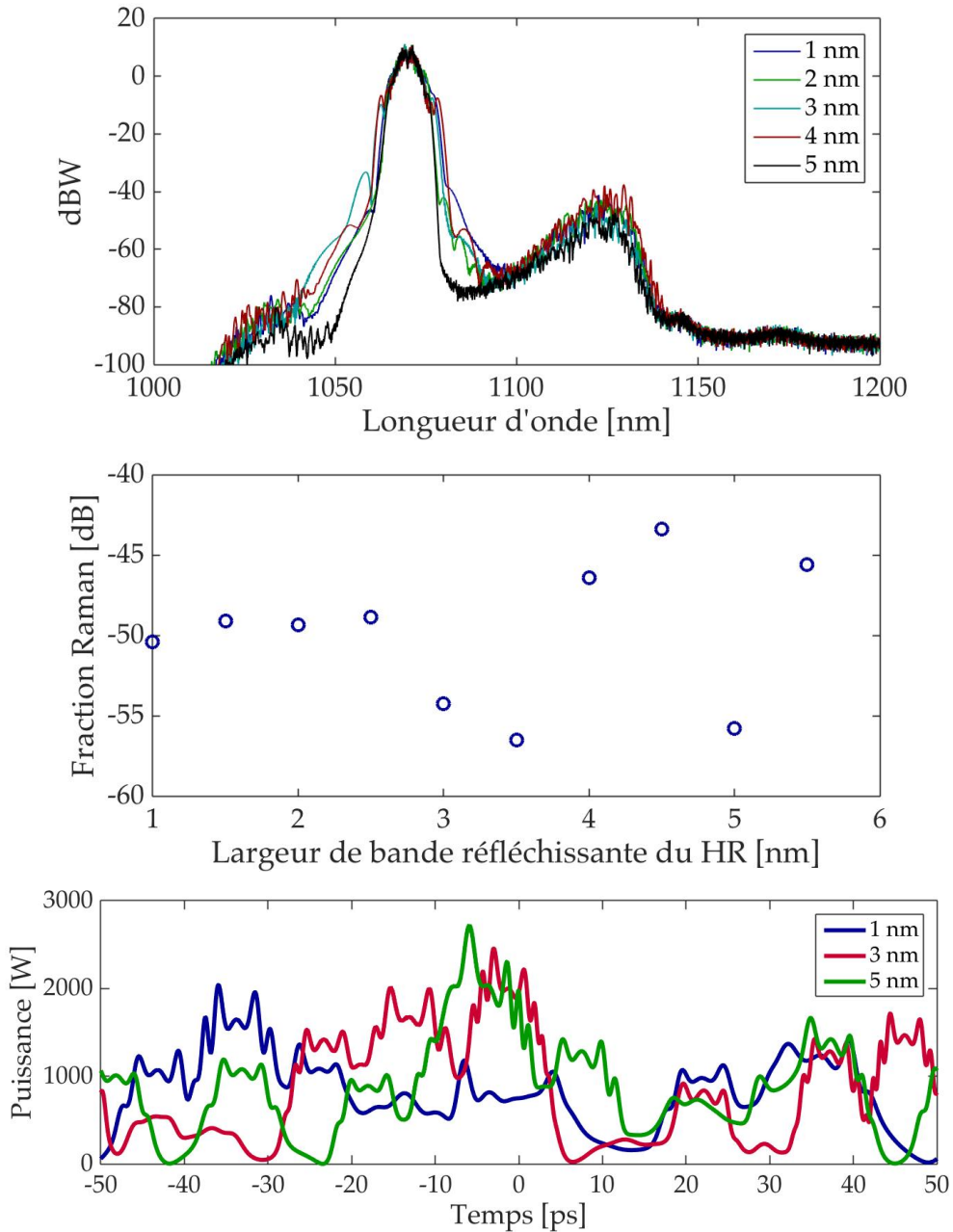


Figure 5.13 – Effets de la variation de la largeur de bande réfléchissante du HR : (haut) spectres, (centre) fraction Raman et (bas) profils temporels de puissance.

intuitivement, un LR ayant une largeur de bande plus grande faciliterait la présence de longueurs d'onde éloignées du pic principal, telles que dans le pic Raman. Or, cette intuition n'est pas tout à fait exacte. En effet, expérimentalement, il a été montré que l'augmentation de la largeur de bande réfléchissante du LR diminue l'instabilité Raman [5; 46]. Les simulations numériques permettent d'expliquer ce comportement contre-intuitif. Les paramètres de simulation sont présentés au tableau 5.7.

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	1000 W
$P_{p,-}$	0
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s^2
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	Variable
B_{LR}	0 s^2
m_{LR}	1
R_{LR}	10%

Tableau 5.7 – Paramètres de simulation pour étudier l’effet de la largeur de bande réfléchissante du LR sur l’instabilité Raman.

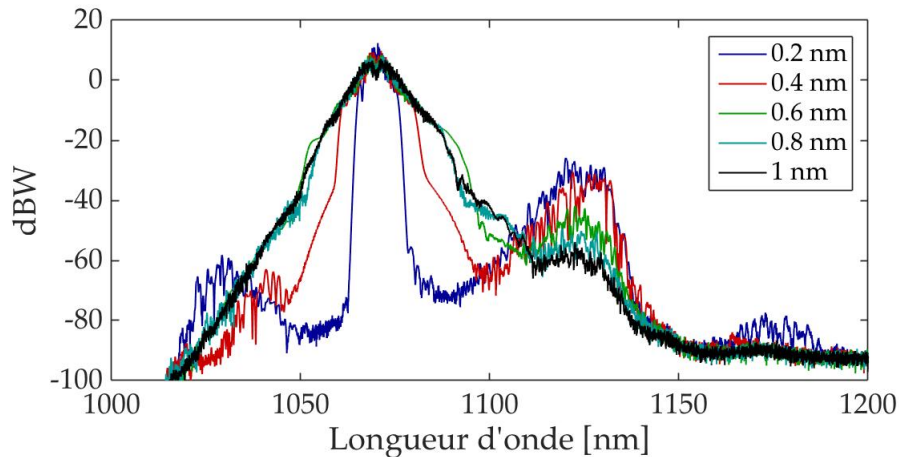


Figure 5.14 – Spectres obtenus en variant la largeur de bande réfléchissante du LR.

La figure 5.14 montre que la variation de la largeur de bande réfléchissante du LR a un impact considérable sur l’allure du spectre. Les simulations ont été effectuées pour obtenir environ 860 W à la sortie. On remarque d’abord que le pic principal s’élargit considérablement en augmentant la largeur de bande réfléchissante du LR. Cette modification du spectre comparée à la variation obtenue en modifiant la largeur de bande du HR montre que le LR a un impact beaucoup plus important sur la composition spectrale du signal. De plus, l’augmentation de la largeur de bande réfléchissante du LR diminue la valeur maximale du pic à 1120 nm. Ceci est en accord avec les travaux expérimentaux d’Évelyne Brown-Dussault [5] et de T. Schreiber [46]. Cette observation est confirmée par le calcul de la fraction Raman, qui semble décroître exponentiellement avec la largeur de bande réfléchissante du LR (figure 5.15).

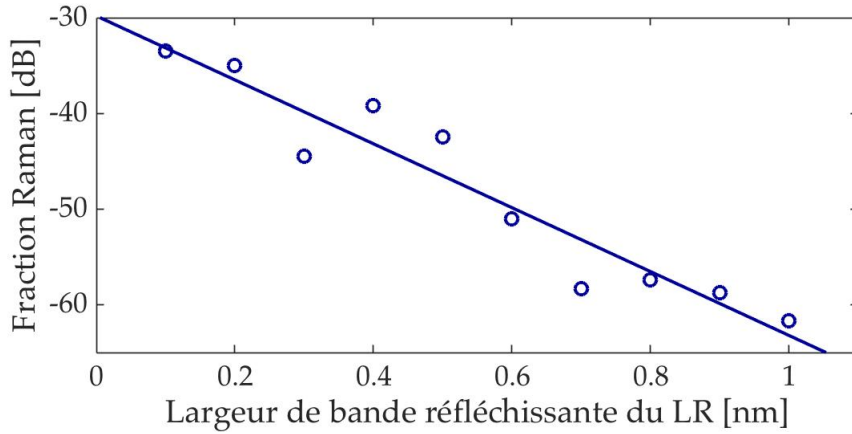


Figure 5.15 – Fraction Raman obtenue en variant la largeur de bande réfléchissante du LR.

Les profils temporels de puissance sont grandement affectés par la variation de la largeur de bande réfléchissante du LR. Comme il est possible d’observer à la figure 5.16, plus la largeur de bande est grande, plus les modulations sont rapides et rapprochées. Il semble également que, pour la même puissance moyenne, les puissances crêtes atteintes diminuent légèrement avec l’augmentation de la largeur de bande réfléchissante du LR.

Les modulations plus courtes et plus rapprochées sont possibles par le pic spectral principal plus large lorsqu’un LR à plus large bande est utilisé. Par dispersion, ces modulations s’étalent. La plus courte durée entre les modulations et leur plus large contenu spectral leur permettent d’interagir davantage entre elles. Grâce au chirp positif des impulsions, la partie avant d’une impulsion et la partie arrière d’une autre ne possèdent pas la même fréquence instantanée, ce qui mène à la présence de battements rapides au niveau temporel. Le tout crée une allure du signal qui s’apparente plus à un signal bruité qu’une succession d’impulsions, la dernière étant observée pour une courte largeur de bande réfléchissante du LR.

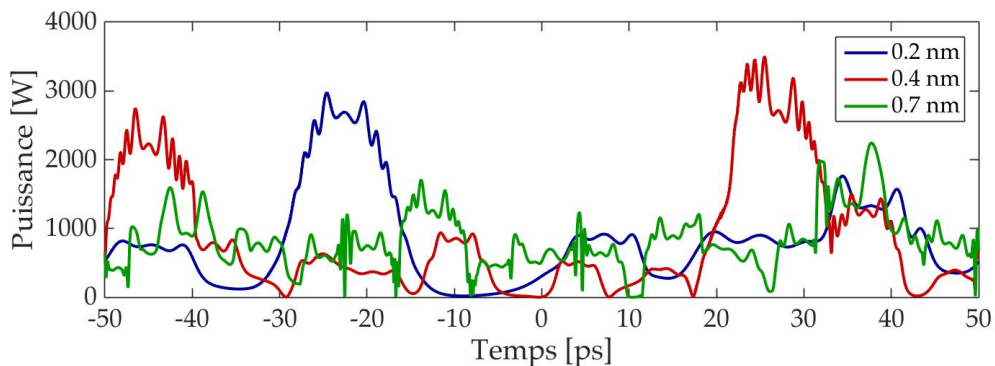


Figure 5.16 – Profils temporels de puissance obtenus en variant la largeur de bande réfléchissante du LR.

Ces résultats indiquent donc un lien entre la présence et la structure des modulations et l’in-

stabilité Raman. Les courtes modulations permettent au signal Raman d’alterner davantage entre les modulations à haute puissance crête, qui produisent un fort gain Raman, et les trous de puissance, qui produisent un faible gain Raman. Ainsi, lorsque la largeur de bande réfléchissante est plus grande, le signal Raman subit un gain qui se rapproche du gain qu’il subirait si le profil temporel de puissance du signal était parfaitement continu à la puissance moyenne.

5.6 Dispersion des réseaux de Bragg

Tel que discuté au premier chapitre, il est possible d’induire de la dispersion dans un FBG en faisant varier la longueur du pas d’inscription. On remarque jusqu’à présent que des modulations semblent être présentes dans le signal des Yb-LFHPC, telles que présentées au chapitre 4. Ces modulations ont une fréquence instantanée qui varie linéairement dans le temps. Il est intéressant d’étudier l’effet de la dispersion des FBG sur le signal, car la dispersion des FBG pourrait étirer ou comprimer temporellement les modulations, selon le signe du paramètre de dispersion. Les simulations ont été effectuées en modifiant le paramètre de dispersion d’uniquement un FBG à la fois. Les paramètres de simulation sont présentés au tableau 5.8.

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	1000 W
$P_{p,-}$	0
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	Variable
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	Variable
m_{LR}	1
R_{LR}	10%

Tableau 5.8 – Paramètres de simulation pour étudier l’effet de la dispersion des FBG sur l’instabilité Raman.

Les simulations ont été effectuées avec des valeurs de dispersion de -5 ps^2 à 5 ps^2 pour le LR et le HR, de façon indépendante. La figure 5.17 montre qu’il ne semble pas y avoir de corrélation entre la fraction Raman et la dispersion des FBG. De plus, l’allure du profil temporel de puissance ne change pas selon le paramètre de dispersion du HR. Le profil temporel de puissance est légèrement modifié par la dispersion du LR, mais la durée des modulations et la puissance crête des modulations demeurent tout de même semblables, ce qui génère le même gain Raman qu’en l’absence de dispersion dans le LR. L’hypothèse

la plus probable est que la haute puissance du signal engendre des effets non linéaires très forts et la bande de réflectivité relativement étroite par rapport à la largeur du pic principal du signal rend l'effet de la dispersion des FBG minime comparé à la modulation de la phase générée par les effets non linéaires.

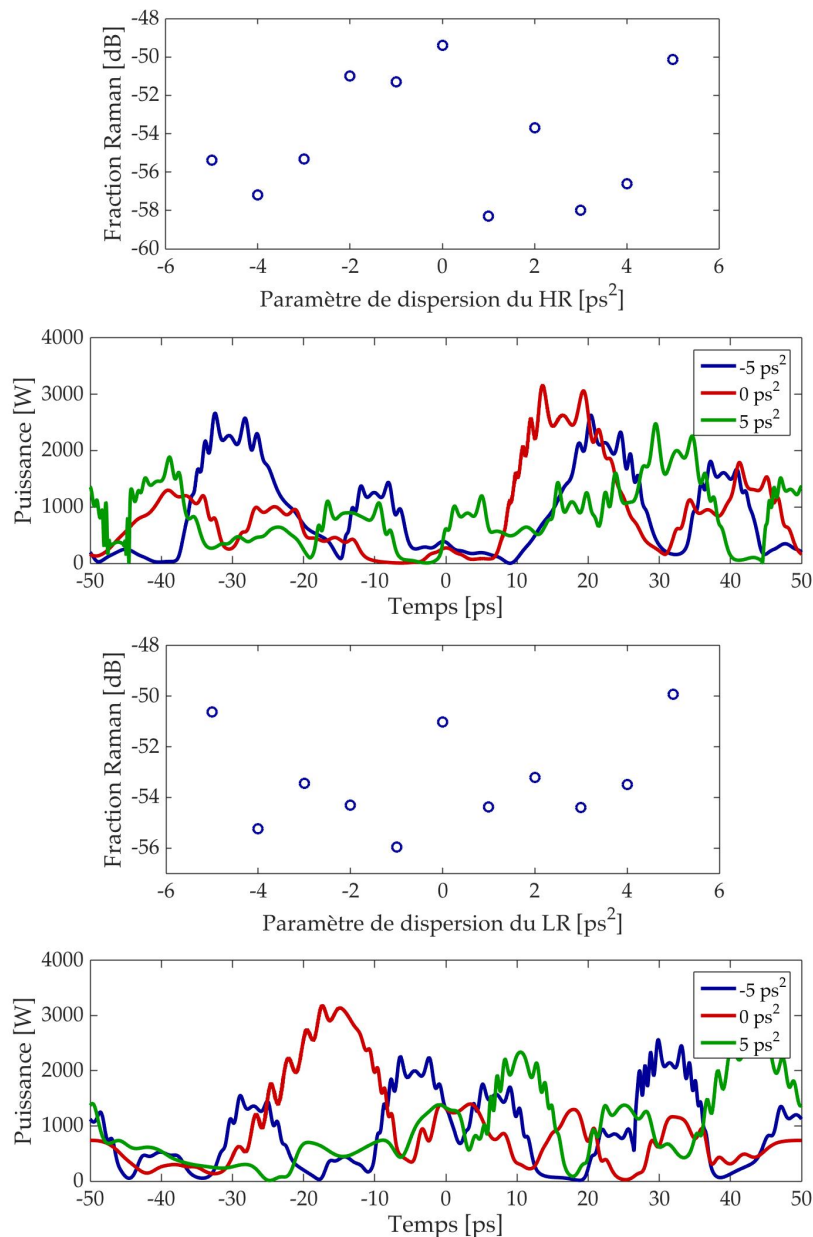


Figure 5.17 – Fraction Raman et profils temporels de puissance obtenus en variant le paramètre de dispersion du HR (haut) et du LR (bas).

5.7 Décalage entre les longueurs d'onde des réseaux de Bragg

Tel que discuté précédemment, la longueur d'onde de Bragg des FBG peut varier par effets thermiques [12]. Il peut être intéressant d'étudier l'effet d'une telle variation entre la longueur d'onde de Bragg du LR et celle du HR. Telle que présentée au tableau 5.9, la longueur d'onde de Bragg du HR est conservée constante à 1070 nm pour toutes les simulations. La longueur d'onde de Bragg du LR est donc variée pour voir l'effet sur le signal de sortie.

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	Ajustée
$P_{p,-}$	0
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s^2
m_{HR}	1
λ_{LR}	Variable
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	0 s^2
m_{LR}	1
R_{LR}	10%

Tableau 5.9 – Paramètres de simulation pour étudier l'effet de la longueur d'onde centrale de la bande réfléchissante du LR sur l'instabilité Raman, alors que la longueur d'onde du HR est à 1070 nm.

Avant tout, il est important de commenter l'efficacité du laser lorsque les longueurs d'onde de Bragg des FBG ne concordent pas. La figure 5.18 montre qu'à ± 2 nm, il y a déjà une baisse d'environ 10% de la puissance moyenne de sortie atteignable. En fait, à cette variation de longueur d'onde, la longueur d'onde de Bragg du LR se trouve à l'extérieur de la bande réfléchissante du HR. Les pertes par le HR commencent donc à être extrêmes. Ainsi, même si cette méthode avait un avantage sur l'instabilité Raman, le coût en efficacité rendrait cette méthode très peu intéressante.

Il est tout de même intéressant d'étudier l'instabilité Raman pour des cas où la puissance de pompe a été ajustée afin d'obtenir une puissance moyenne semblable dans chaque cas. Le niveau de signal Raman a été étudié pour une puissance de sortie d'environ 860 W. La figure 5.19 montre la fraction Raman pour chacune des valeurs de la longueur d'onde de Bragg du LR. L'intervalle en longueur d'onde définissant le signal Raman a été ajusté pour chacune des longueurs d'onde de Bragg du LR. On remarque qu'il n'y a pas de corrélation entre la fraction Raman et la longueur d'onde de Bragg du LR.

Bien que le niveau de signal Raman soit le même, la variation de la longueur d'onde de Bragg du LR a un effet sur le spectre du signal. La figure 5.20 montre qu'en variant la longueur

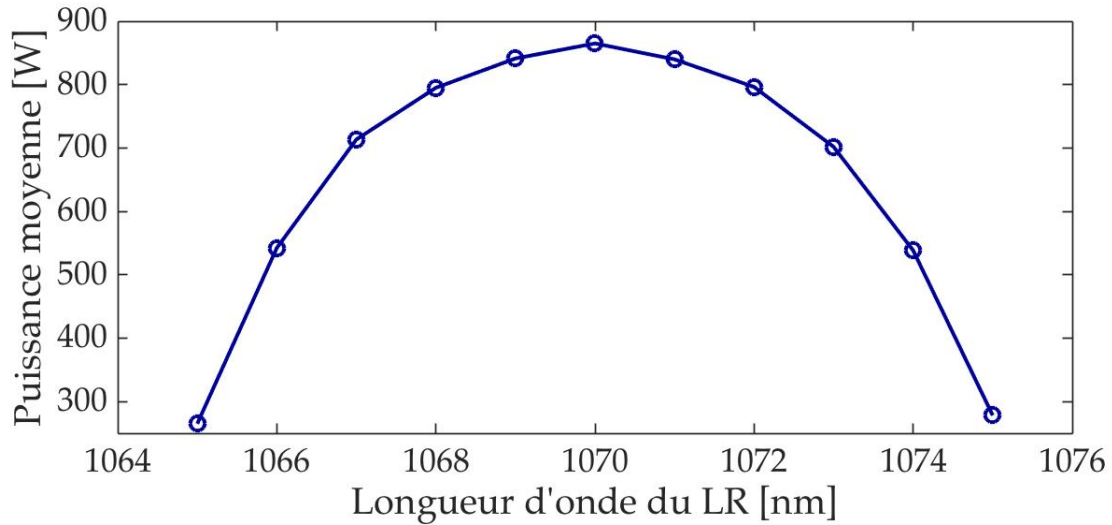


Figure 5.18 – Puissance moyenne de sortie du laser en fonction de la longueur d’onde centrale de la bande réfléchissante du LR, alors que la longueur d’onde du HR est à 1070 nm et que la puissance de pompe est à 1000 W en copropagation.

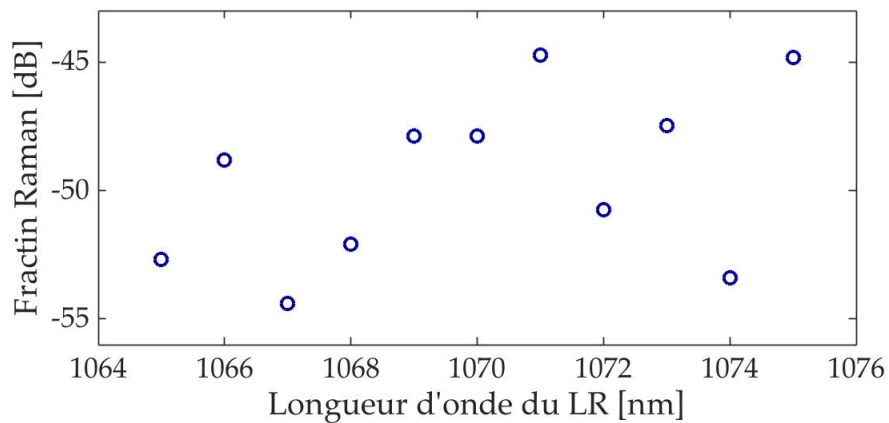


Figure 5.19 – Fraction Raman obtenue en variant la longueur d’onde centrale de la bande réfléchissante du LR en gardant la puissance de sortie constante, alors que la longueur d’onde du HR est à 1070 nm.

d’onde de Bragg du LR, le pic principal du signal est décalé à cette longueur d’onde et que plus la variation est grande, plus le spectre est élargi. On remarque donc que la position du pic spectral principal est définie par le LR et non le HR. L’élargissement du spectre est une caractéristique typique des systèmes où des filtres décalés en longueur d’onde sont utilisés, comme dans un oscillateur de Mamyshev, par exemple [35]. Ce type d’élargissement sert notamment à opérer des lasers en régime d’émission d’impulsions. On peut alors observer les profils temporels de puissance dans le bas de la figure 5.20 afin de vérifier s’il y a un effet. On remarque que les profils temporels de puissance ne comportent pas de différences marquantes pour des longueurs d’onde de Bragg du LR différentes. Ainsi, la similitude des

modulations de puissance semble être la cause de l'absence de corrélation entre la longueur d'onde de Bragg du LR et le niveau de signal Raman, ce qui est en accord avec ce qui a été observé précédemment.

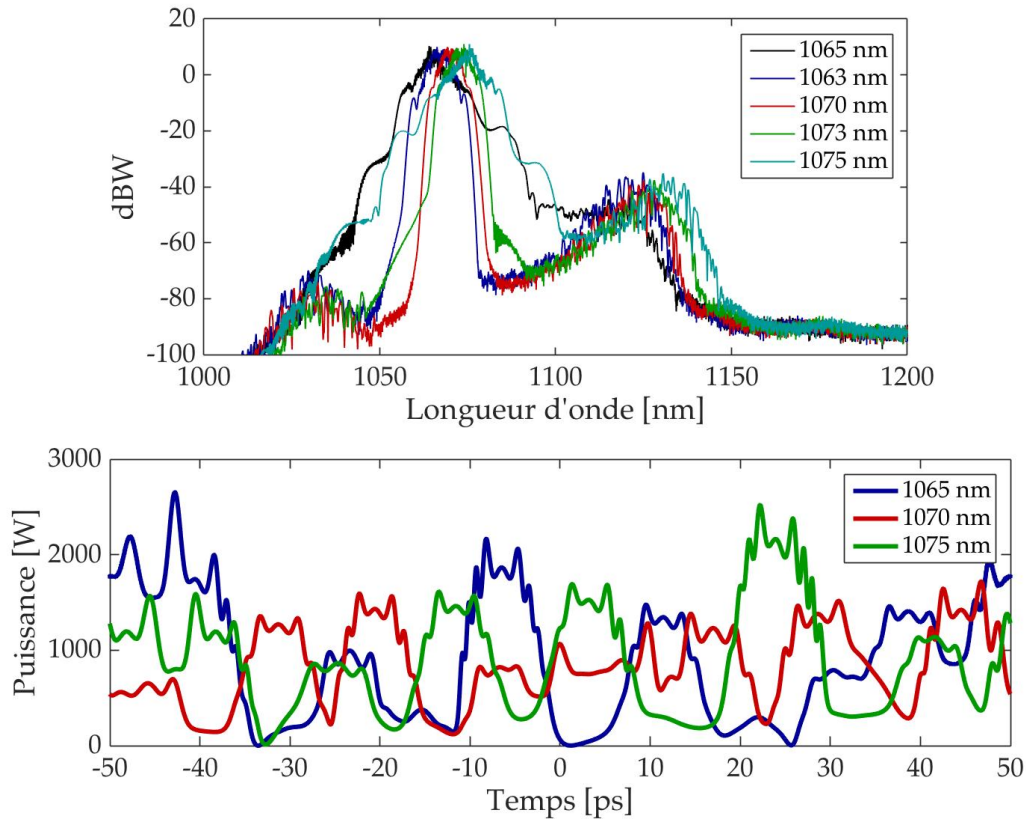


Figure 5.20 – Spectres (haut) et profils temporels de puissance (bas) obtenus en variant la longueur d'onde centrale de la bande réfléchissante du LR, alors que la longueur d'onde du HR est à 1070 nm.

5.8 Réflectivité du LR

Le dernier paramètre des FBG étudié pour son effet sur l'instabilité Raman est la réflectivité du LR. Une faible rétroaction signifie que le signal en direction du HR a une puissance plus faible. Ainsi, les effets non linéaires croisés induits par le signal vers le HR sur le signal vers le LR pourraient être réduits. Les simulations ont permis d'étudier le comportement de la cavité avec la modification de la réflectivité du LR. Les paramètres de simulation sont présentés dans le tableau 5.10. La réflectivité du LR a été variée entre 1% et 30%, ce qui inclut la majorité des valeurs typiques de réflectivité du LR pour ce type de cavité laser. La puissance de sortie du laser était ajustée pour se situer autour de 860 W.

Il est important de noter que l'effet du signal réfléchi ne peut être évalué que par le modèle bidirectionnel, puisque ce signal est en sens opposé à la sortie de la cavité. L'effet du signal

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	Ajustée
$P_{p,-}$	0
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s^2
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	0 s^2
m_{LR}	1
R_{LR}	Variable

Tableau 5.10 – Paramètres de simulation pour étudier l’effet de la réflectivité du LR sur l’instabilité Raman.

réfléchi par le LR sur l’instabilité Raman à la sortie ne peut être créé que par les termes supplémentaires liés au signal en sens opposé dans l’équation de propagation bidirectionnelle. Le modèle unidirectionnel ne permet donc pas d’observer une relation entre la réflectivité du LR et l’instabilité Raman.

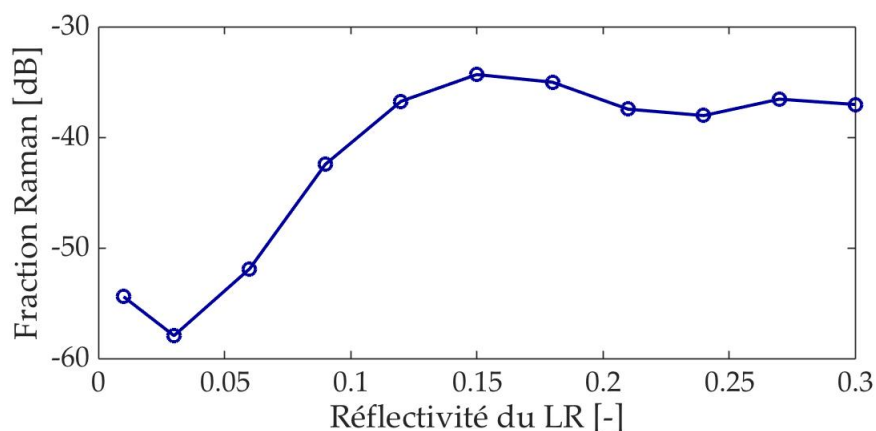


Figure 5.21 – Fraction Raman obtenue en variant la réflectivité du LR.

Les simulations montrent que la fraction Raman (figure 5.21) est plus basse pour des valeurs de réflectivité plus faibles, ce qui avait été prédit. Il semble cependant que l’augmentation de la réflectivité du LR ait un impact plus important à des réflectivités de moins de 12%. En effet, la figure 5.21 montre que de 12% à 30% de réflectivité, la fraction Raman demeure relativement constante. On peut confirmer cette observation sur les spectres (figure 5.22). On remarque que le pic Raman est le plus faible pour 3% de réflectivité et que les pics Raman aux valeurs de réflectivité les plus grandes ont des niveaux très semblables.

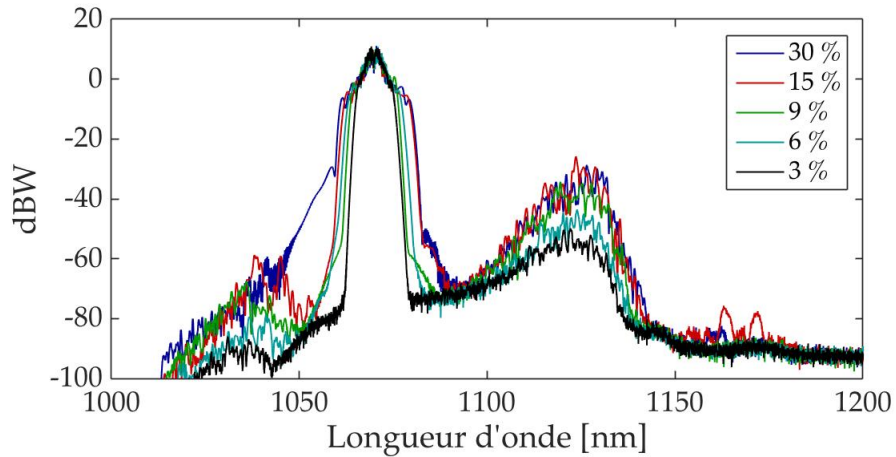


Figure 5.22 – Spectres obtenus en variant la réflectivité du LR.

La figure 5.23 montre que le profil temporel de puissance à la sortie ne change pas considérablement entre les différentes valeurs de réflectivité. Ceci montre que le signal converge assez rapidement vers un certain profil moyen en évoluant en z , et ce, peu importe la réflectivité du signal par le LR.

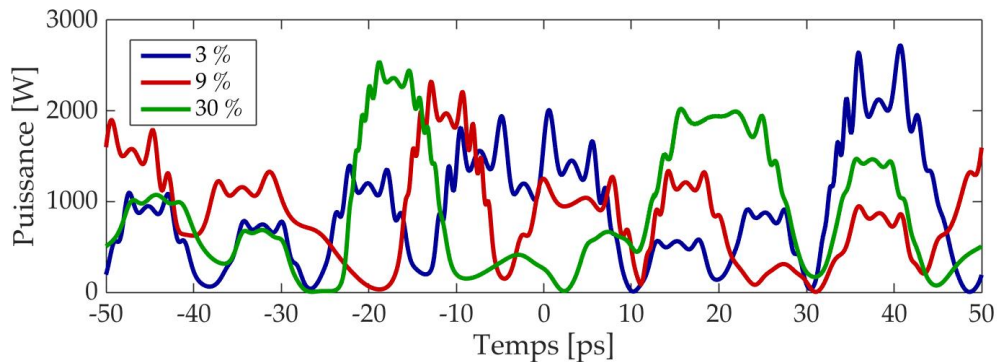


Figure 5.23 – Profils temporels de puissance obtenus en variant la réflectivité du LR.

5.9 Un point de vue global sur l'instabilité Raman

À partir des simulations réalisées dans ce chapitre, une réflexion approfondie a été effectuée afin d'identifier les raisons physiques derrière la génération de l'instabilité Raman, un des buts principaux de ce projet. Avant tout, il est important de comprendre où dans la cavité se développe cette instabilité. En fait, le HR a une largeur de bande réfléchissante de moins de 5 nm typiquement. Ainsi, tout le signal aux longueurs d'onde de Stokes Raman généré lors de la propagation du LR au HR est perdu, puisque ces longueurs d'onde sont bien en dehors de la bande réfléchissante du HR. L'instabilité Raman présente à la sortie du laser est donc générée lors de la propagation du HR au LR.

Jusqu'à présent dans ce chapitre, il a été montré que la dispersion des FBG, la largeur de bande réfléchissante du HR, l'ordre de la supergaussienne de la bande réfléchissante des FBG et le décalage entre les longueurs d'onde de Bragg du HR et du LR n'ont pas d'influence considérable sur l'instabilité Raman. À l'opposé, une puissance moyenne plus élevée, une configuration de pompage en copropagation, une longue fibre optique fournissant le gain, une largeur de bande réfléchissante du LR plus étroite et une réflectivité plus grande du LR favorisent la génération de l'instabilité Raman.

En étudiant les paramètres et les données produites par les simulations, on peut séparer ces facteurs influençant l'instabilité Raman en trois catégories : la puissance intracavité, la distance de propagation et l'allure des modulations temporelles de la puissance.

5.9.1 Puissance intracavité

Cette catégorie inclut la variation de la puissance moyenne et de la réflectivité du LR. Plus la puissance est élevée, plus il y aura d'effets non linéaires et donc plus l'instabilité Raman sera importante. La réflectivité du LR est également liée à la puissance intracavité, car une réflectivité plus faible engendre une puissance plus faible lors de la propagation vers le HR, surtout en début de propagation. Cette puissance plus faible en sens opposé au signal se propageant du HR au LR signifie que la contribution croisée est plus faible et donc que l'instabilité Raman le sera également.

5.9.2 Distance de propagation

Cette catégorie inclut la variation de la longueur de la fibre optique de gain et la configuration de pompage. Plus la distance de propagation est grande, plus les effets non linéaires sont importants. La longueur de la fibre optique de gain est évidemment directement liée à la distance de propagation. La configuration de pompage y est également liée. En fait, puisque l'instabilité Raman à la sortie du laser est générée lors de la propagation du HR au LR, pour une puissance moyenne de sortie donnée, la configuration de pompage en contrapropagation réduit la distance de propagation sur laquelle le signal se propage à haute puissance. En d'autres mots, en direction du LR, la propagation se fait majoritairement à basse puissance avant que le gain sur le signal ne soit appliqué à la fin de la propagation lorsque la fibre optique de gain est pompée en contrapropagation.

5.9.3 Allure des modulations temporelles de puissance

Cette catégorie inclut à nouveau la longueur de la fibre optique et la largeur de bande réfléchissante du LR. La fibre optique *LMA-YDF-20/400* de *Nufern* est à dispersion normale. Une longue fibre optique à dispersion normale permet à de faibles modulations de puissance d'évoluer vers des structures temporelles d'allure parabolique avec une forte variation de

la fréquence instantanée positive dans le temps, grâce à la superposition des effets non linéaires et de la dispersion. Une propagation sur une distance plus courte limite la possibilité de générer de telles modulations, comme il a été montré à la figure 5.11. La largeur de bande réfléchissante du LR, quant à elle, a un effet sur la durée des modulations de la puissance (figure 5.16). Plus la largeur de bande réfléchissante du LR est grande, plus le spectre du signal est grand, comme il a été montré sur la figure 5.14. Un spectre plus large permet des modulations plus rapides.

Plusieurs facteurs font que les modulations rapides défavorisent l'instabilité Raman. D'abord, plus les modulations sont rapides, moins leur forme sera stable lors de la propagation. Cette déformation plus rapide réduit leur puissance crête plus rapidement que des modulations lentes. Cette déformation est causée par un large contenu spectral sur une courte période de temps, qui se propage dans un milieu dispersif. Un pic ayant une puissance crête moins importante génère moins d'effets non linéaires, donc moins de gain Raman. Lorsque les modulations sont plus rapides, il y a également des trous de puissance qui sont proportionnels et donc plus courts. En d'autres mots, les modulations sont plus rapprochées les unes des autres. Une déformation rapide et une proximité dans le temps engendrent une probabilité plus grande d'interactions entre des modulations successives. Ces interactions se présentent sous la forme d'interférence et déforment davantage les modulations, pouvant diminuer à nouveau les puissances crêtes. Le signal a alors davantage l'allure d'un signal continu bruité, ayant une puissance crête plus près de la valeur de la puissance moyenne, que d'un train d'impulsions ayant des puissances crêtes plusieurs fois plus grandes que la puissance moyenne.

Un dernier facteur permet d'expliquer pourquoi des modulations plus rapides diminuent l'instabilité Raman : la différence de vitesse de propagation entre le signal principal du laser formant les modulations et l'onde de Stokes associée à l'instabilité Raman. Lors de la propagation, le signal Raman est amplifié lorsqu'il se propage sous une modulation ayant une haute puissance. Or le signal Raman peut sortir de cette situation par dispersion. L'alternance plus rapide entre les trous et les pics de puissance fait tendre le gain Raman vers un effet moyen, contrairement à des pics de puissance plus lents. L'effet de moyenne peut être confirmé en modifiant le paramètre de GVD de la fibre optique. En augmentant la dispersion, on recrée l'effet moyen de gain Raman de modulations plus rapides de la puissance par l'augmentation du mouvement entre l'instabilité Raman et les modulations de puissance. Le tableau 5.11 montre les paramètres utilisés pour les simulations.

Sur la figure 5.24 on voit que la fraction Raman diminue lorsque la dispersion normale devient plus grande. Éventuellement, la fraction Raman cesse pratiquement de diminuer. On peut supposer que cette valeur est celle qui serait atteinte par un signal purement continu, vu l'effet de moyenne discuté précédemment. Ainsi, les simulations présentées dans ce chapitre ont permis de comprendre et d'identifier les mécanismes dominants qui favorisent l'instabi-

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	1000 W
$P_{p,-}$	0
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s^2
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	0 s^2
m_{LR}	1
R_{LR}	10%
β_2	Variable

Tableau 5.11 – Paramètres de simulation pour étudier l’effet du paramètre de GVD de la fibre optique de gain sur l’instabilité Raman.

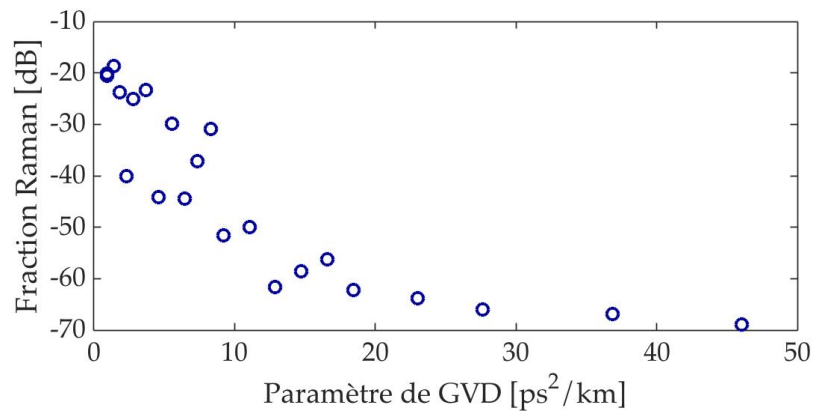


Figure 5.24 – Fraction Raman obtenue en variant le paramètre de GVD de la fibre optique de gain.

lité Raman. Une puissance intracavité plus faible, une plus courte distance de propagation et des modulations plus rapides du signal permettent de limiter le génération de l’instabilité Raman.

5.10 Cavité laser optimisée

À partir des résultats obtenus dans ce chapitre, il est possible de concevoir une cavité limitant substantiellement l’instabilité Raman par un choix approprié des paramètres ayant un impact important. Ces paramètres sont : une courte fibre optique de gain, une configuration de pompage en contrapropagation, ainsi qu’un LR ayant une large bande réfléchissante et une faible réflectivité. Les paramètres des simulations sont présentés dans le tableau 5.12. Un

compromis doit être fait avec la longueur de la fibre optique puisqu'une fibre optique courte engendre une efficacité moins grande. Une longueur de 12 m a été choisie, ce qui donne une pente d'une efficacité de 81% dans les simulations (figure 5.25). Évidemment, cette efficacité serait difficile à atteindre expérimentalement, notamment puisque certaines pertes sont négligées dans les simulations comme il a été décrit aux chapitres 2 et 3.

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	0 W
$P_{p,-}$	Variable
L	12 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s ²
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	1 nm
B_{LR}	0 s ²
m_{LR}	1
R_{LR}	3%

Tableau 5.12 – Paramètres pour simuler la cavité minimisant l'instabilité Raman.

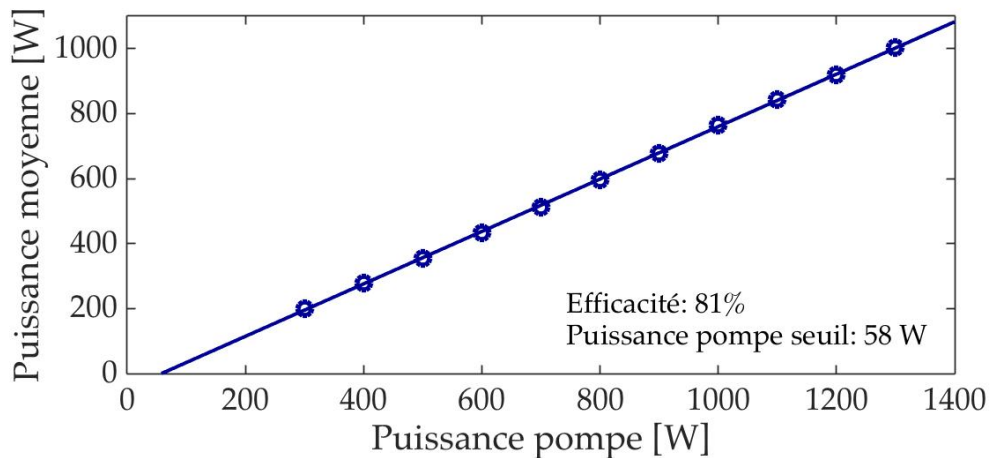


Figure 5.25 – Puissance moyenne de sortie en fonction de la puissance pompe injectée dans la cavité optimisée pour minimiser l'instabilité Raman.

La figure 5.26 montre les spectres pour différentes puissances moyennes de la cavité optimisée. On remarque que, lors de l'augmentation de la puissance moyenne, le pic de puissance transférée à 1120 nm augmente beaucoup moins que pour le montage présenté au chapitre 4. Avec une variation approximative de seulement 1,5 dB autour d'une valeur de -79,5 dB pour la fraction Raman, on peut considérer que ce pic de Stokes Raman est relativement constant jusqu'à au moins 1 kW de puissance moyenne et au même niveau que le bruit de la simula-

tion. Le pic principal du signal à 1070 nm est également assez étroit, malgré l'utilisation d'un LR d'une largeur de bande réfléchissante de 1 nm.

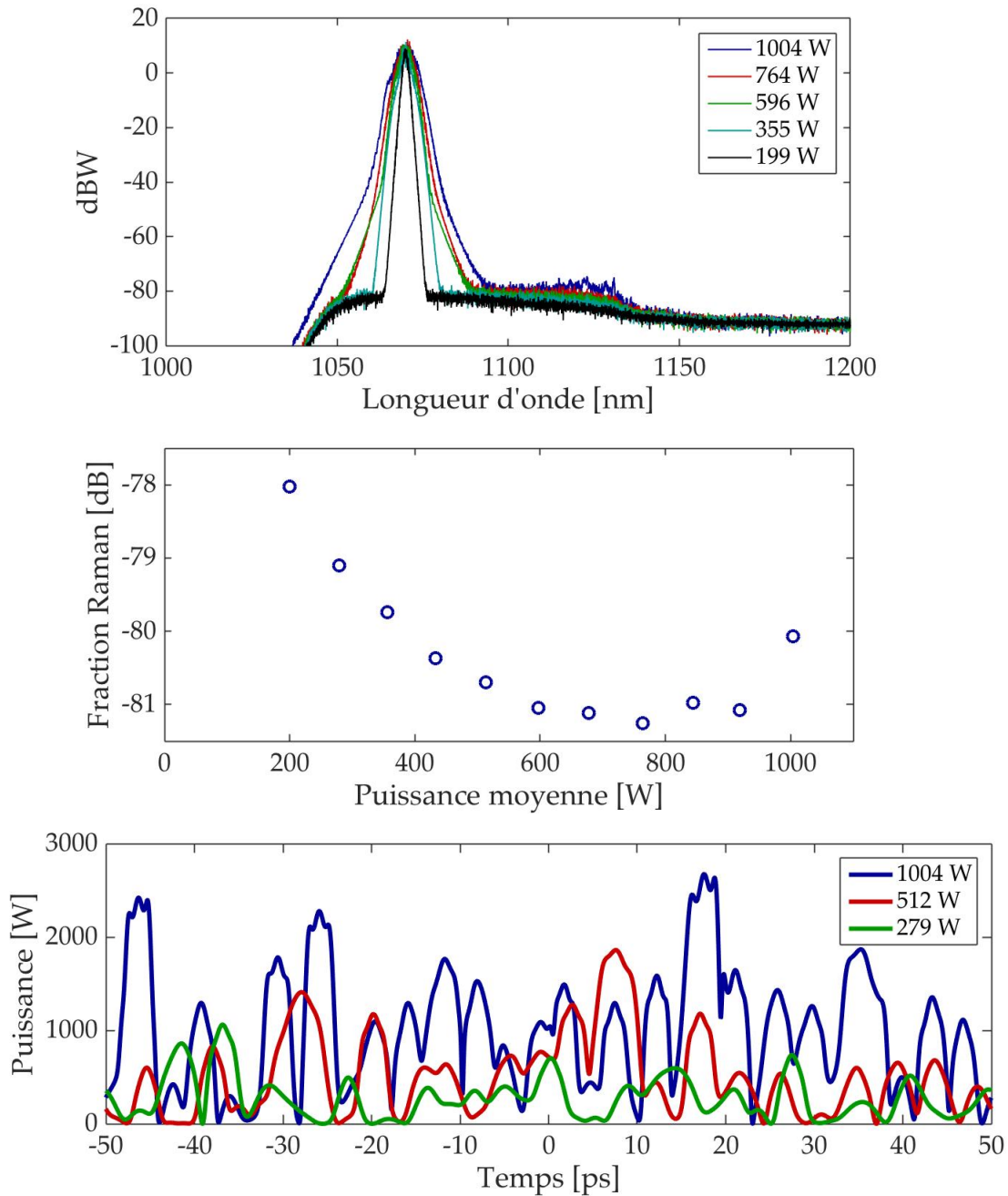


Figure 5.26 – Spectres (haut), fraction Raman (centre) et profils temporels de puissance (bas) obtenus avec la cavité optimisée pour minimiser l'instabilité Raman.

La figure 5.26 montre également que les modulations de puissance ne sont pas structurées comme les modulations obtenues dans les simulations présentées précédemment. Elles ressemblent plus à des paraboles que pour les cas montrés plus tôt dans ce chapitre. Les modulations sont probablement assez courtes pour avoir un effet de moyenne sur le gain Raman.

Il a donc été possible de créer une cavité ayant une instabilité Raman extrêmement faible, un des principaux buts de ce projet de maîtrise. Ce montage a cependant le désavantage de limiter l'efficacité du laser, car la longueur de la fibre optique est plutôt courte, ce qui limite la puissance de pompe absorbée. Il y a donc un compromis à faire entre l'efficacité de la cavité laser et l'instabilité Raman.

5.11 Sommaire

En résumé, ce chapitre a permis de présenter les effets des différents paramètres d'une cavité de Yb-LFHPC sur l'instabilité Raman. Il a été montré que la dispersion des FBG, la largeur de bande réfléchissante du HR, l'ordre de la supergaussienne de la bande réfléchissante des FBG et le décalage entre les longueurs d'onde de Bragg du HR et du LR n'ont pas d'impact majeur sur l'instabilité Raman. Une puissance moyenne moins élevée, une configuration de pompage en contrapropagation, une courte fibre optique de gain ainsi qu'un LR ayant une large bande réfléchissante et une faible réflectivité favorisent la diminution de l'instabilité Raman.

Ces résultats ont permis d'obtenir des explications sur les origines de l'instabilité Raman dans les Yb-LFHPC. Une plus faible puissance intracavité et une distance de propagation plus courte pour le signal à haute puissance permettent de limiter l'instabilité Raman. De plus, des modulations plus rapides du signal se déforment plus rapidement et interagissent plus fortement que des modulations lentes. Ceci rapproche l'allure du signal à un signal continu bruité, plutôt qu'une succession d'impulsions. La puissance crête du signal est donc limitée, ce qui réduit l'instabilité Raman. Les modulations rapides ont également l'effet de moyenniser le gain Raman lors de la propagation par l'alternance de la rencontre du signal Raman avec des pics et des trous de puissance. Ceci a été confirmé en simulant une variation du paramètre de GVD de la fibre optique de gain.

Une cavité laser minimisant l'instabilité Raman a été simulée à différentes valeurs de puissance moyenne. Ses caractéristiques importantes sont une longueur de fibre optique de gain *LMA-YDF-20/400* de *Nufern* de 12 m, un LR d'une réflectivité de 3%, un LR d'une largeur de bande réfléchissante de 1 nm et une configuration de pompage en contrapropagation. Ce montage simulé a permis d'atteindre des fractions Raman de -80 dB même à 1 kW de puissance moyenne.

La cavité optimisée permet de réduire considérablement l'instabilité Raman dans la cavité de façon simple. Il doit toutefois y avoir un compromis entre l'efficacité du laser et l'instabilité Raman par la longueur de la fibre optique de gain. Ainsi, il peut être intéressant d'étudier des montages légèrement différents de celui présenté à la figure 5.1 pour limiter l'instabilité Raman. C'est ce qui sera étudié lors du prochain chapitre.

Chapitre 6

Exploration de montages alternatifs pour diminuer l'instabilité Raman

Typiquement, les Yb-LFHPC ont un montage semblable à celui utilisé pour les simulations au chapitre 5. Ce chapitre présente une exploration de modifications pouvant être apportées à ce montage de base pour réduire l'instabilité Raman. Ces modifications sont l'ajout d'un filtre intracavité à la longueur d'onde de Stokes Raman, l'utilisation d'un réflecteur non linéaire et l'amplification d'un signal de basse puissance produit à partir d'un laser à fibre optique. Ce chapitre n'est qu'une exploration de ces solutions. Une étude plus approfondie pourrait être nécessaire pour chacun des cas présentés. De plus, les montages simulés ne sont pas nécessairement tous possibles à réaliser expérimentalement. Possiblement que d'autres solutions pourraient également diminuer l'instabilité Raman. Les performances de ces montages sont comparées à une cavité typique telle que celle de la figure 5.1 avec les paramètres du tableau 6.1.

Paramètres	Valeurs
$P_{p,+}$	1000 W
$P_{p,-}$	0
L	20 m
λ_{HR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{HR}$	3.5 nm
B_{HR}	0 s ²
m_{HR}	1
λ_{LR}	1070 nm
$\Delta\lambda_{LR}$	0.3 nm
B_{LR}	0 s ²
m_{LR}	1
R_{LR}	10%

Tableau 6.1 – Paramètres de simulation de la cavité laser servant à la comparaison avec les montages alternatifs.

6.1 Filtre intracavité à la longueur d'onde Raman

L'utilisation d'un filtre à l'intérieur de la cavité laser pourrait diminuer l'instabilité Raman en expulsant les longueurs d'onde de Stokes Raman hors de la cavité. Un tel filtre pourrait être un réseau à longue période (LPG) qui, contrairement aux FBG, filtre le signal en transmission [15]. Afin d'explorer cette piste de solution, le montage présenté à la figure 6.1 a été simulé. Le filtre a été modélisé comme une gaussienne à la longueur d'onde du pic Raman, c'est-à-dire à 1120 nm, avec une largeur spectrale à mi-hauteur de 20 nm et un filtrage à 99%, tel que réalisé par Maximilian Heck dans une fibre optique semblable [15]. Différentes positions dans la fibre optique de gain ont été simulées.



Figure 6.1 – Montage de simulation pour l'effet de la présence d'un filtre intracavité sur l'instabilité Raman.

La figure 6.2 montre les spectres obtenus pour des montages incluant un filtre à différentes positions dans la fibre optique de gain. On remarque que le pic généré par effet Raman a un important trou dans chacun des cas, ce qui réduit considérablement la portion de la puissance y étant associée. Toutefois, l'allure globale de ce pic est considérablement moins intéressante que le cas de la cavité optimale du chapitre 5. Avec le montage de la figure 6.1, le transfert de puissance par effet Raman n'est pas évité, le signal Raman est plutôt supprimé. Cette solution n'est donc pas idéale, malgré que la puissance liée à l'instabilité Raman soit diminuée.

6.2 Réflecteur non linéaire

Les réflecteurs non linéaires peuvent être utilisés pour opérer un laser en synchronisation modale. Par exemple, ce type de réflecteur pourrait être basé sur la rotation non linéaire de la polarisation dans une fibre optique mais d'autres options de designs sont également envisageables comme discuté plus loin. Comme les Yb-LFHPC produisent des modulations à puissance crête élevée, il est supposé que l'utilisation d'un réflecteur non linéaire favorisant les basses puissances ou les puissances se rapprochant de la puissance moyenne désirée

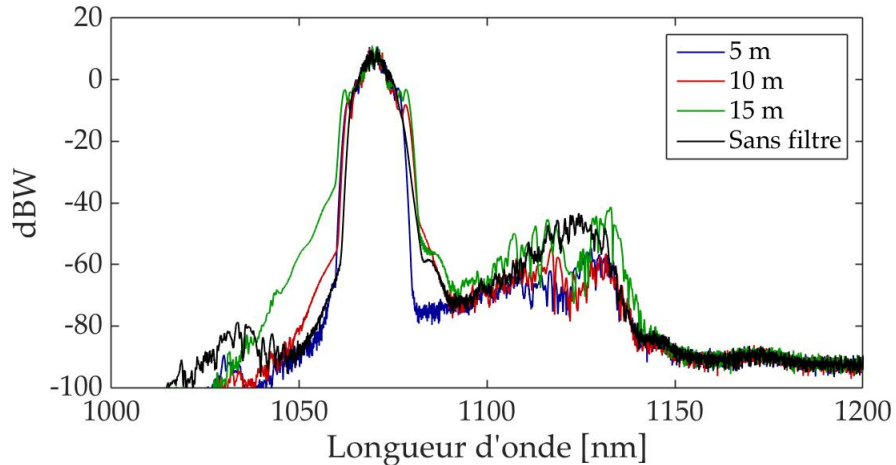


Figure 6.2 – Spectres obtenus en plaçant un filtre à l’intérieur de la cavité laser. La légende indique la position du filtre par rapport au HR et le cas comparatif sans filtre.

pourrait réduire la puissance crête des modulations de puissance et donc limiter l’instabilité Raman. Le montage simulé est présenté à la figure 6.3. Dans ce montage, le LR a été remplacé par un réflecteur non linéaire. Les paramètres de la cavité laser sont les mêmes qu’au tableau 6.1 à l’exception de l’utilisation d’un réflecteur non linéaire à la place d’un LR. Selon les résultats présentés au chapitre 5, le LR a beaucoup plus d’impact sur le profil temporel de la puissance, ainsi que le contenu spectral du signal que le HR. C’est pourquoi il a été placé à cet endroit dans le montage.



Figure 6.3 – Montage de simulation pour l’effet de la présence d’un réflecteur non linéaire sur l’instabilité Raman.

Le réflecteur non linéaire a été modélisé comme ayant une réflectivité variant de façon sinusoïdale avec la puissance. Un exemple est présenté à la figure 6.4. Les paramètres du réflecteur sont la réflectivité moyenne, la position de la réflectivité maximale sur l’axe de la puissance et la période des oscillations, également sur l’axe de la puissance.

Le réflecteur utilisé afin d’explorer les effets de ce montage avait une réflectivité moyenne de

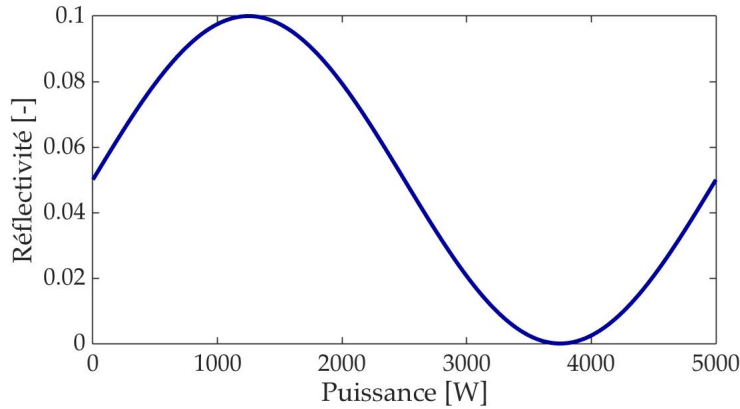


Figure 6.4 – Exemple de variation de la réflectivité d’un réflecteur non linéaire en fonction de la puissance.

5%, une période en puissance de la fonction sinusoïdale de 5000 W et la position du premier maximum de réflectivité a été variée. La puissance moyenne était d’environ 860 W dans tous les cas. La figure 6.5 montre les résultats des simulations. On remarque que les spectres sont pratiquement identiques pour une position en puissance du maximum de réflectivité à 0 W et à 800 W. Ensuite, l’augmentation en puissance de la position du maximum de réflectivité génère plus d’instabilité Raman, puisqu’une formation de modulations ayant une puissance crête très élevée se produit. On remarque également que le signal est toujours modulé, mais que les modulations sont beaucoup plus rapides que les cas avec un FBG comme réflecteur, tel que vu au chapitre 5.

Ainsi, un réflecteur non linéaire d’une réflectivité moyenne de 5%, ayant une période en puissance de la fonction sinusoïdale de 5000 W et dont la position du premier pic de réflectivité est entre 0 W et la puissance moyenne de la cavité laser permettrait de diminuer l’instabilité Raman. Expérimentalement, aucun réflecteur non linéaire n’a été réalisé pour un Yb-LFHPC. En fait, ce type de montage ne pourrait pas supporter les hautes puissances générées. Il y aurait donc beaucoup de travail de développement à faire pour obtenir un réflecteur de ce type pouvant supporter une puissance moyenne aussi élevée sans qu’il y ait de défaillance. Bien que les résultats simulés soient intéressants, il ne s’agit pas d’une solution à court terme pour la gestion de l’instabilité Raman. Par contre, peut-être qu’un jour il sera possible d’utiliser une courte fibre multimode à gradient d’indice [40], un interféromètre non linéaire à fibre multimode [7] ou des stratégies de rotation non linéaire de la polarisation [26] pour y arriver. Ces solutions demeurent par contre extrêmement plus complexes que d’optimiser les paramètres de la cavité laser.

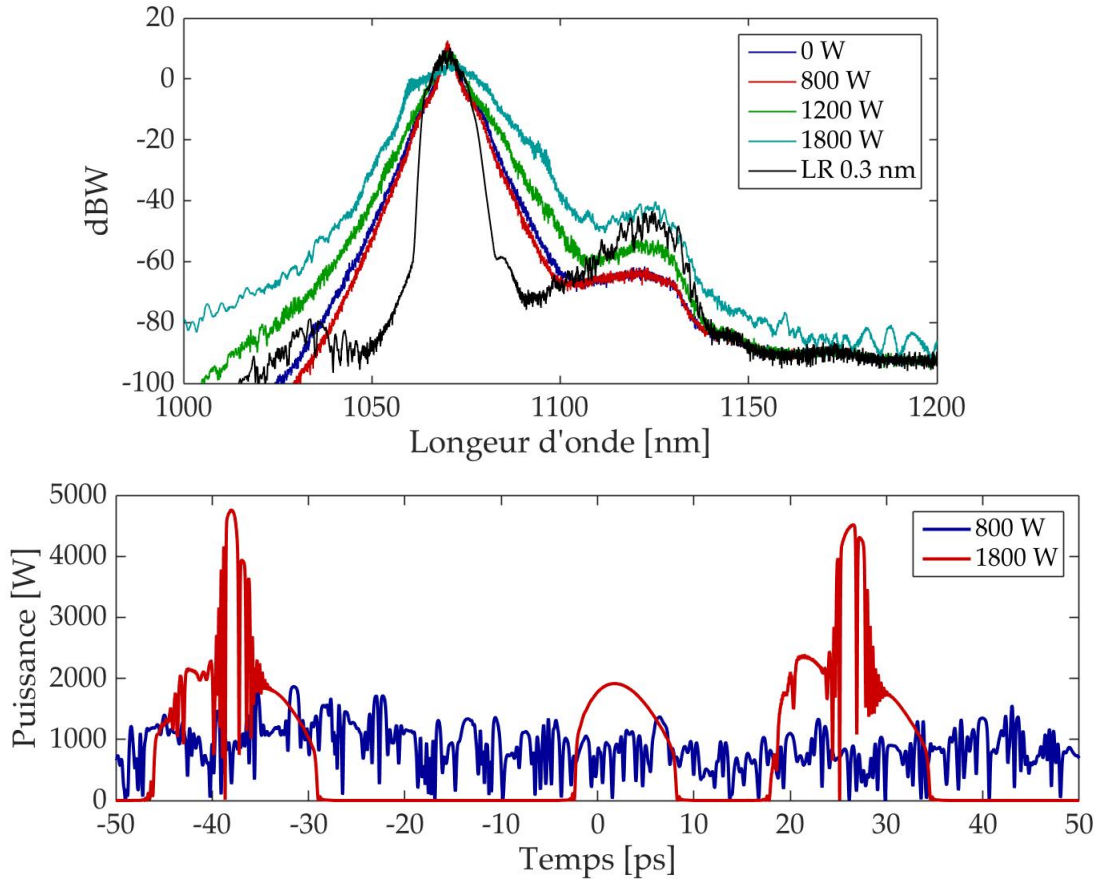


Figure 6.5 – Résultats de simulation obtenus en remplaçant le LR de la cavité par un réflecteur non linéaire à une puissance moyenne de sortie de 800 W : (haut) spectres du signal de sortie et (bas) profils temporels de puissance à la sortie de la cavité laser. La légende indique la position en puissance du premier pic de réflectivité maximale du réflecteur non linéaire et le cas comparatif avec un LR de 10% ayant une largeur de bande réfléchissante de 0,3 nm.

6.3 Cavité laser de basse puissance amplifiée

Tel que décrit au chapitre 5, l'instabilité Raman est plus importante lorsque la rétroaction du LR est grande et lorsque la largeur de bande réfléchissante du LR est étroite. Ainsi, il peut être intéressant d'étudier un montage où la rétroaction à haute puissance est nulle et qu'aucun filtrage à haute puissance ne se produit. Les montages simulés dans cette section sont donc constitués d'une cavité laser émettant un faisceau de basse puissance et d'un amplificateur constitué d'un second bout de fibre optique. Les paramètres de la cavité laser de basse puissance sont les mêmes que ceux du tableau 6.1, à l'exception de la puissance de pompe, qui est à 10 W. La cavité de basse puissance émet donc 4 W à 1070 nm.

6.3.1 Amplificateur pompé en copropagation

Le premier montage exploré étant composé d'une cavité de basse puissance dont le signal est amplifié est présenté à la figure 6.6. L'amplificateur est modélisé d'abord avec une configuration de pompage en copropagation à 1000 W. La possibilité d'ajouter un réflecteur de pompe au bout de la fibre optique a aussi été explorée.

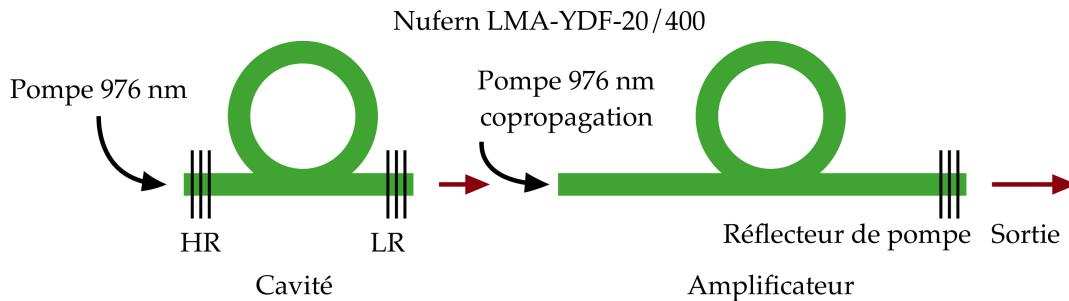


Figure 6.6 – Montage simulé avec une cavité laser de basse puissance, un amplificateur pompé en copropagation et un réflecteur de pompe.

La figure 6.7 montre les spectres pour 3 cas simulés avec le montage présenté à la figure 6.6, en comparaison avec le spectre obtenu avec le cas comparatif d'une cavité seule, présenté au tableau 6.1.

Le premier cas est composé d'une fibre optique amplificatrice de 20 m. On remarque que le pic d'instabilité Raman à 1120 nm est environ du même niveau que le cas comparatif. L'allure du pic principal du signal à 1070 nm est toutefois beaucoup plus étroite par rapport au cas comparatif, ce qui est très positif. En fait, cette allure du pic principal est la même pour tous les cas composés d'une cavité de basse puissance amplifiée.

Ces résultats de simulation sont relativement bien en accord avec des résultats expérimentaux. Dans un récent résumé de conférence de F. Möller [38], un montage formé d'une cavité de haute puissance de 20 m a été comparé à un montage formé de diodes laser amplifiées dans 23 m de fibre optique dopée à l'ytterbium. Les deux montages étaient pompés en configuration hybride (copropagation et contrapropagation). L'allure des pics principaux du signal est semblable dans les deux cas aux résultats des simulations sous 1 kW. À plus haute puissance, le montage formé de diodes laser amplifiées a cependant plus d'instabilité Raman que le montage formé d'une cavité de haute puissance seule. La cavité de haute puissance seule avait cependant un LR d'une large bande réfléchissante de 1,5 nm, qui défavorise fortement l'instabilité Raman, comme il a été montré au chapitre 5. L'optimisation des paramètres du montage utilisant un amplificateur est donc tout aussi importante que l'optimisation des paramètres de la cavité laser de haute puissance seule.

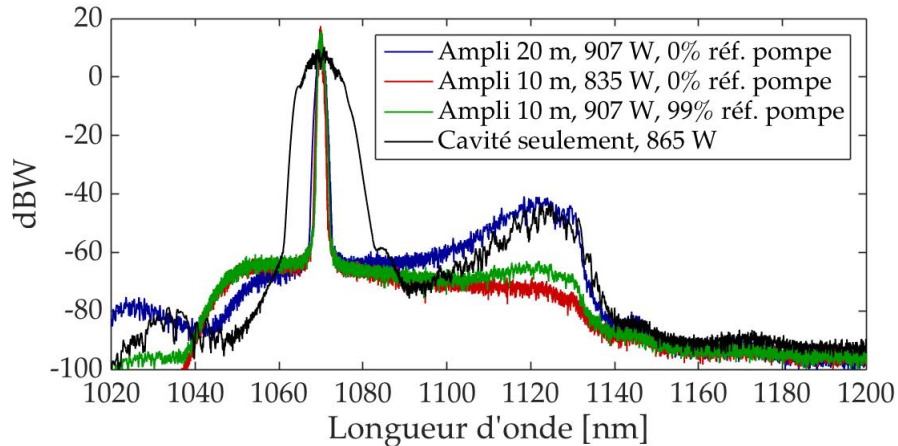


Figure 6.7 – Spectres obtenus avec le montage d’une cavité basse puissance amplifiée dans une fibre optique pompée en copropagation. La légende indique la longueur de la fibre optique utilisée comme amplificateur, la puissance moyenne du signal de sortie et la réflectivité du réflecteur de pompe, ainsi que le cas comparatif d’une cavité émettant à haute puissance.

Pour limiter la génération d’instabilité Raman, un cas avec une longueur de fibre optique de l’amplificateur de 10 m a été simulé. On remarque que le niveau d’instabilité Raman est considérablement plus bas. En fait, l’instabilité Raman est du même niveau que le bruit, comme la cavité optimisée présentée au chapitre 5. Pour une même puissance de pompe de 1000 W, l’amplificateur produit un signal d’une puissance moyenne de 835 W, ce qui est significativement plus bas que le cas à 20 m de fibre optique amplificatrice.

Afin d’améliorer l’efficacité du montage avec 10 m de fibre optique amplificatrice, un cas où un réflecteur de pompe y est ajouté à son bout a été simulé. La réflectivité de la pompe était de 99%. On remarque que la puissance atteinte est la même que le cas avec un amplificateur de 20 m et que le niveau d’instabilité Raman est très près de celui du montage avec un amplificateur de 10 m, sans réflecteur de pompe. Ainsi, ce montage permet d’obtenir une grande efficacité, avec peu d’instabilité Raman et un pic principal à 1070 nm très étroit. L’ajout d’un réflecteur de pompe est intéressant pour éviter le compromis entre l’instabilité Raman et l’efficacité du montage.

6.3.2 Amplificateur pompé en contrapropagation

La figure 6.8 présente le second montage exploré étant composé d’une cavité basse puissance dont le signal est amplifié. La configuration de pompage est en contrapropagation. La possibilité d’ajouter un réflecteur de pompe est à nouveau considérée.

Trois cas ont été simulés, comme pour le montage avec le pompage en copropagation, c’est-à-dire un amplificateur de 20 m sans réflecteur de pompe, un amplificateur de 10 m sans réflecteur de pompe et un amplificateur de 10 m avec un réflecteur de pompe. On remarque

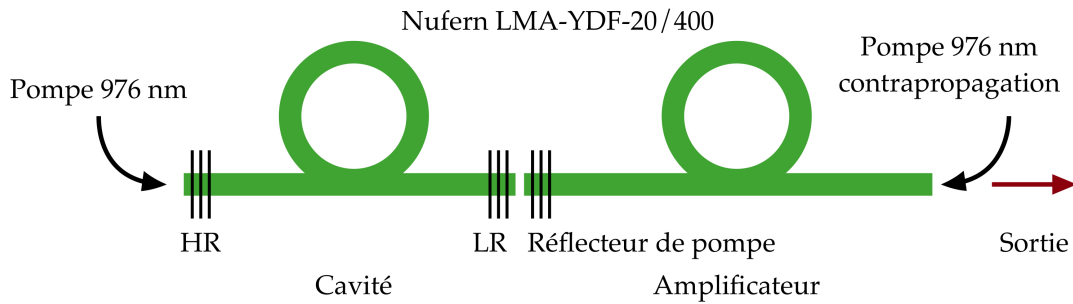


Figure 6.8 – Montage simulé avec une cavité laser de basse puissance, un amplificateur pompé en contrepropagation et un réflecteur de pompe.

que les trois spectres sont à peu près identiques (figure 6.9), sauf que le cas de l'amplificateur de 10 m sans réflecteur de pompe atteint seulement 835 W de puissance moyenne, ce qui est significativement plus bas que les deux autres cas. La configuration de pompage en contrepropagation amène l'instabilité Raman au même niveau que le bruit. Le montage avec 20 m de fibre optique amplificatrice sans réflecteur de pompe et le montage avec 10 m de fibre optique amplificatrice avec réflecteur de pompe sont donc des options extrêmement intéressantes. Cependant, le montage avec 20 m de fibre amplificatrice est probablement plus simple à réaliser expérimentalement. Avec ces montages, l'efficacité est élevée, le pic principal à 1070 nm est étroit et l'instabilité Raman est pratiquement absente des spectres.

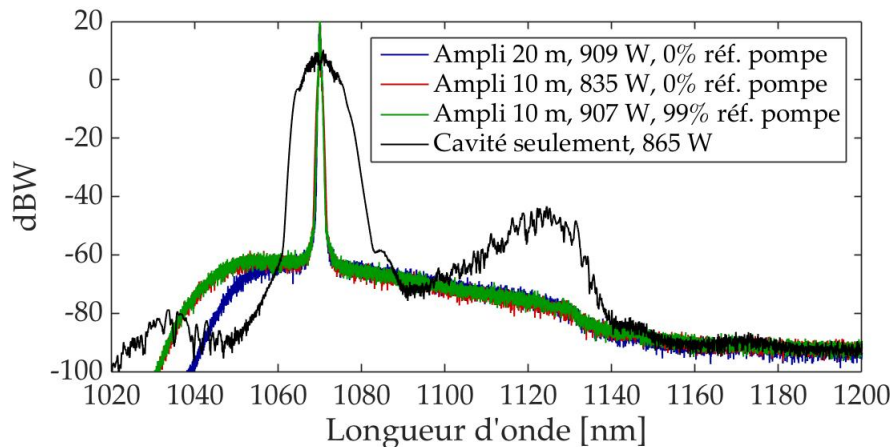


Figure 6.9 – Spectres obtenus avec le montage d'une cavité basse puissance amplifiée dans une fibre optique pompée en contrepropagation. La légende indique la longueur de la fibre optique utilisée comme amplificateur, la puissance moyenne du signal de sortie et la réflectivité du réflecteur de pompe, ainsi que le cas comparatif d'une cavité émettant à haute puissance.

La caractéristique étroite du pic principal des spectres produit par les montages formés d'une cavité basse puissance et d'un amplificateur indique une différence sur le profil temporel de

la puissance du signal. La figure 6.10 montre qu'il y a toujours des modulations du signal, mais qu'elles ont des durées beaucoup plus longues que celles obtenues avec les cavités seules présentées au chapitre 5.

Ces montages produisent donc des performances intéressantes au niveau de l'efficacité, de l'allure du pic spectral principal du signal et, surtout, de l'instabilité Raman. Les simulations effectuées pour cette section ne sont qu'une exploration de ces montages. Il serait fort probablement possible d'optimiser leurs performances en modifiant les caractéristiques de la cavité de basse puissance et de l'amplificateur.

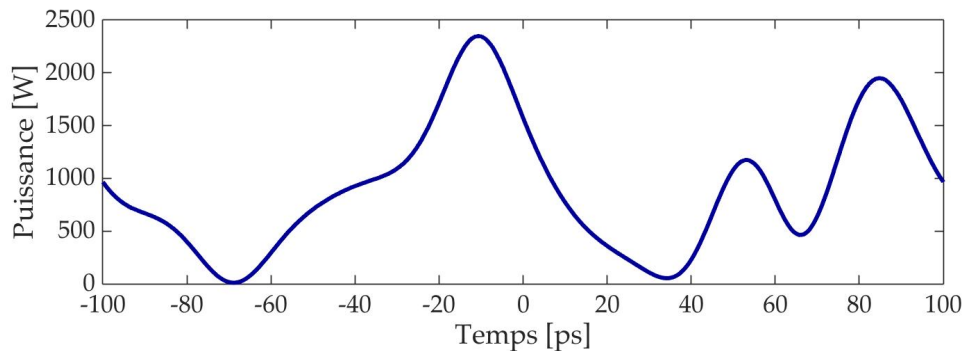


Figure 6.10 – Profil temporel de puissance obtenu avec le montage formé d'une cavité de basse puissance et d'un amplificateur de 20 m pompé en contrapropagation dont la puissance moyenne est de 909 W.

6.4 Montages recommandés

À partir des résultats des simulations présentées aux chapitres 5 et 6, on peut regrouper les meilleurs montages de Yb-LFHPC permettant de minimiser l'instabilité Raman. Quatre options sont les plus avantageuses : la cavité optimisée qui a été présentée au chapitre 5, la cavité basse puissance amplifiée par l'amplificateur de 20 m pompé en contrapropagation sans réflecteur de pompe, la cavité basse puissance amplifiée par l'amplificateur de 10 m pompé en contrapropagation avec un réflecteur de pompe et la cavité basse puissance amplifiée par l'amplificateur de 10 m pompé en copropagation avec un réflecteur de pompe.

Les spectres de ces quatre montages sont présentés à la figure 6.11. La puissance moyenne dans chaque cas est d'environ 910 W. Le pic principal du spectre étant plus large pour la cavité laser seule, ceci le rend légèrement moins intéressant que les cas d'une cavité laser de basse puissance amplifiée, au point de vue de la densité spectrale. Strictement concernant l'instabilité Raman, il s'agit tout de même d'un montage très intéressant. De plus, l'ajout d'un réflecteur de pompe à la cavité optimisée pourrait être intéressant pour améliorer son efficacité.

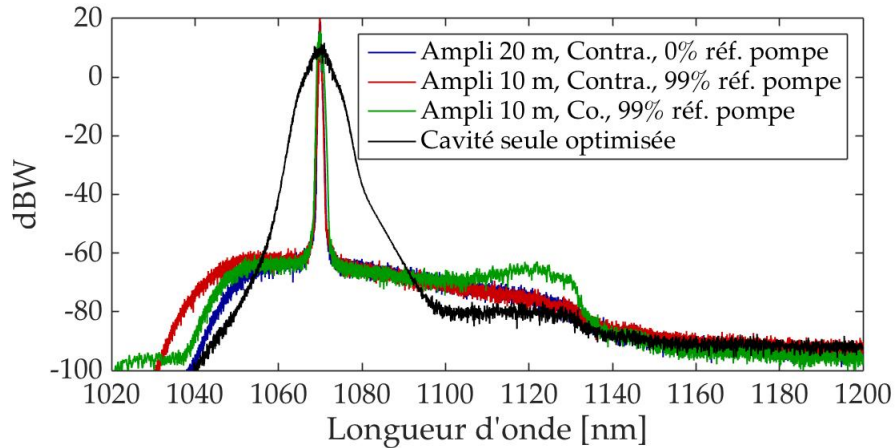


Figure 6.11 – Spectres obtenus avec les quatre montages minimisant l’instabilité Raman, à une puissance de sortie moyenne d’environ 910 W. La légende indique la longueur de l’amplificateur, la configuration de pompage et la réflectivité de la pompe, ainsi que la cavité optimisée obtenue au chapitre 5.

6.5 Sommaire

Dans ce chapitre, des résultats de simulation pour trois types de montages alternatifs permettant de réduire l’instabilité Raman dans les Yb-LFHPC ont été présentés. Le premier montage comporte un filtre dans la cavité laser, le second un réflecteur non linéaire à la place du LR et le troisième est une cavité laser à fibre optique de basse puissance amplifiée par un amplificateur à fibre optique.

Les simulations du montage incluant le filtre intracavité montrent que le filtre peut éliminer efficacement une partie du signal Raman. Toutefois, cette solution n’est pas aussi efficace pour diminuer l’instabilité Raman que l’optimisation des paramètres de la cavité laser telle que présentée au chapitre 5. En fait, le pic spectral généré par effet Raman est seulement éliminé par le filtre, et sa formation n’est donc pas évitée.

Le réflecteur non linéaire permet de contrôler la puissance crête des modulations temporelles de puissance du signal. L’absence de filtrage permet également au spectre du signal d’être plus large et donc aux modulations de puissance d’être plus rapides. Ces deux facteurs diminuent l’instabilité Raman. Par contre, ce type de montage s’avère difficile à réaliser au niveau pratique puisque, pour le moment, aucun réflecteur non linéaire pouvant supporter de si hautes puissances n’a été discuté dans la littérature.

L’utilisation d’une cavité laser de basse puissance amplifiée semble être la meilleure option pour produire un montage minimisant l’instabilité Raman. Le pompage de l’amplificateur en contrapropagation, ou l’utilisation d’un réflecteur de pompe permettant d’utiliser une longueur de fibre optique amplificatrice plus courte avec la configuration de pompage en

copropagation permettent d'atteindre un même niveau d'instabilité Raman que le bruit des simulations. Les pics spectraux principaux produits par ces montages sont considérablement plus étroits que les autres montages simulés, ce qui est également un avantage.

Les simulations effectuées dans ce chapitre ne sont qu'une exploration de certaines solutions permettant de minimiser l'instabilité Raman dans les Yb-LFHPC. Bien que les solutions présentées soient intéressantes, elles ne sont pas nécessairement toutes réalisables expérimentalement. La solution la plus prometteuse pour minimiser l'instabilité Raman et l'élargissement du pic spectral principal, tout en permettant d'atteindre une bonne efficacité est l'utilisation d'une cavité de basse puissance amplifiée par une fibre optique de gain pompée en contrapropagation.

Conclusion

Les Yb-LFHPC occupent maintenant une place importante dans le domaine de l'usinage de métaux. Leur performance en terme de puissance moyenne ne cesse de s'améliorer depuis une vingtaine d'années et s'améliorera sans doute davantage dans le futur. Par contre, ceci entraîne de nouveaux défis dans le développement de ces lasers puisque la haute puissance peut mener à des effets thermiques et aussi à des effets non linéaires indésirables. L'instabilité Raman fait partie de ces derniers et il faudra inévitablement réussir à faire augmenter le seuil de puissance auquel elle se produit si l'on désire atteindre des puissances de l'ordre de 10 kW et plus avec les Yb-LFHPC. Ce projet de maîtrise a permis d'identifier les paramètres de la cavité laser permettant de minimiser le transfert de puissance de la longueur d'onde principale d'émission autour de 1070 nm à la première bande de Stokes Raman autour de 1120 nm et de fournir des pistes d'explications sur les liens entre ces paramètres et l'instabilité Raman.

Deux modèles de simulation ont été développés pour étudier l'instabilité Raman dans les Yb-LFHPC. Le montage simulé est une cavité laser typique d'un Yb-LFHPC, composée d'une fibre optique de gain dopée aux ions d'ytterbium, un HR et un LR. Les modèles de simulation développés résolvent chacun une version adaptée de l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée pour inclure l'effet Raman et représenter adéquatement la propagation du signal dans la cavité laser en utilisant la méthode de Fourier à pas alternés. Ces équations prennent en compte les effets de dispersion, l'effet Kerr, l'effet Raman ainsi que le gain généré par les ions d'ytterbium. Le premier modèle est unidirectionnel, c'est-à-dire qu'il considère ces effets de propagation sur un signal se propageant sur une seule direction. Le second modèle est bidirectionnel. Dans ce second modèle, la contribution d'un second signal se propageant en direction opposée est incluse pour le calcul des effets non linéaires et de la saturation du gain. Le signal en sens opposé est en fait le signal lui-même ayant été enregistré lors de la propagation précédente dans la fibre optique. Cette méthode est valide si on suppose que d'un tour de cavité à l'autre, en régime permanent, le signal est très semblable à chaque point dans la fibre optique sur une échelle de plusieurs dizaines de picosecondes.

Chacun des modèles a ses avantages et ses inconvénients. Le modèle unidirectionnel est environ cinq fois plus rapide que le modèle bidirectionnel et nécessite considérablement moins

de mémoire vive. Le modèle bidirectionnel est cependant plus représentatif de la physique réelle se produisant dans la cavité. Il est donc recommandé d'utiliser le modèle bidirectionnel, à moins d'avoir des limitations sur la mémoire vive disponible sur l'ordinateur utilisé ou de devoir effectuer beaucoup de simulations rapidement. Bien que les modèles de simulation aient été programmés en *Matlab*, il est recommandé d'utiliser un langage de programmation compilé, ce qui permettrait d'accélérer les calculs. Des méthodes de parallélisation seraient également intéressantes à appliquer pour diminuer le temps d'exécution.

Les deux modèles de simulation ont permis de reproduire relativement bien les résultats expérimentaux de Samuel Gouin [12]. On retrouve bel et bien le pic spectral produit par effet Raman tel qu'observé expérimentalement. Le profil temporel de puissance montre que ces cavités laser ne produisent pas un signal purement continu. Il y a en fait des modulations de puissance d'une durée de quelques dizaines de picosecondes ayant une puissance crête de plus du double de la puissance moyenne. L'onde de Stokes Raman est principalement générée par le fort gain Raman associé à ces modulations de haute puissance crête.

Les effets d'une grande variété de paramètres de la cavité laser sur l'instabilité Raman ont été étudiés. Les simulations ont montré que certains paramètres n'ont pas d'impact significatif. Il s'agit de la dispersion des FBG, la largeur de bande réfléchissante du HR, l'ordre de la supergaussienne représentant le profil de réflexion spectral des FBG et le décalage en longueur d'onde entre le HR et le LR. Cinq paramètres ont cependant un impact important. Il a été montré qu'une faible puissance moyenne, une configuration de pompage en contrapropagation, une courte longueur de fibre optique de gain ainsi qu'une faible réflectivité et une large bande réfléchissante du LR permettent de réduire l'instabilité Raman. L'optimisation de ces paramètres a permis de simuler une cavité optimale minimisant l'instabilité Raman. Le signal obtenu dans ces simulations à la longueur d'onde indésirable de 1120 nm était du même niveau que le bruit de simulation. Les paramètres importants de cette cavité sont une longueur de fibre optique de 12 m, un LR ayant une réflectivité de 3% et une largeur de bande réfléchissante de 1 nm, ainsi qu'une configuration de pompage en contrapropagation. Un inconvénient important de ce type de montage est qu'il y a un compromis à faire entre l'efficacité du laser et l'instabilité Raman. En effet, il faut une courte fibre optique pour minimiser le transfert de puissance, ce qui limite la capacité de la fibre optique à absorber le signal de pompe.

Une analyse approfondie des résultats des simulations a mené à des pistes d'explications sur les liens entre les paramètres de la cavité et l'instabilité Raman. Une puissance plus faible à l'intérieur de la cavité laser et une distance de propagation moins grande permettent de minimiser le transfert de puissance. De plus, des modulations plus rapides du signal ont une plus grande probabilité d'interagir entre elles par dispersion et se déforment plus rapidement que des modulations lentes. Ces déformations lors de la propagation amènent le signal à avoir un profil temporel de puissance ressemblant plus à un signal continu bruité qu'une

succession d'impulsions brèves. Ces modulations rapides ont l'effet de moyenner le gain Raman par le mouvement relatif du signal à 1120 nm par rapport à des pics à puissance élevés et des trous à puissance faible du signal principal à 1070 nm. Cet effet de moyenne a été confirmé en simulant des cavités laser ayant différentes valeurs du paramètre de GVD pour la fibre optique de gain. Effectivement, plus la GVD est élevé, et donc plus le mouvement relatif entre le signal et l'onde de Stokes Raman est important, plus l'instabilité Raman est réduite.

Trois montages alternatifs pouvant diminuer l'instabilité Raman ont également été présentés. L'utilisation d'un filtre dans la fibre optique de gain permet de diminuer la fraction Raman, mais n'empêche pas la génération de l'instabilité Raman. Le remplacement du LR par un réflecteur non linéaire permet de contrôler la puissance maximale des modulations et ainsi de diminuer le gain Raman. Ce type de réflecteur n'a toutefois pas encore été développé pour supporter des niveaux de puissance aussi élevés que ceux atteignables avec les Yb-LFHPC. Le dernier montage présenté est celui le plus intéressant au niveau de son contenu spectral. Il s'agit d'un montage de type MOPA, c'est-à-dire une cavité laser à fibre optique de basse puissance couplée dans un amplificateur à fibre optique de haute puissance. Les spectres obtenus par les simulations avaient un pic à la longueur d'onde d'émission du laser considérablement plus étroit que tous les cas d'une cavité laser de haute puissance seule. De plus, plusieurs configurations permettaient de diminuer l'instabilité Raman à un même niveau que le bruit tout en évitant le compromis à faire sur l'efficacité du montage. Le montage le plus simple de ce type utilise une fibre optique amplificatrice de 20 m et une configuration de pompage de l'amplificateur en contrapropagation, ce qui en fait le plus intéressant. Il a également été possible d'atteindre des résultats similaires en utilisant une fibre optique amplificatrice de 10 m pompée en copropagation ou en contrapropagation et un réflecteur de pompe ayant une réflectivité de 99% au bout de la fibre opposé à la pompe. L'utilisation d'un réflecteur de pompe pourrait notamment être intéressante pour éviter le compromis à faire entre l'efficacité et l'instabilité Raman pour la cavité optimisée de haute puissance.

Ce projet de maîtrise a permis de comprendre davantage les liens entre la configuration des Yb-LFHPC et l'instabilité Raman. La méthode utilisée pourrait facilement être adaptée à toutes les cavités linéaires de lasers à fibre optique. Il pourrait être intéressant de vérifier expérimentalement certains résultats obtenus par simulations. Notamment, il serait intéressant de vérifier la présence des modulations rapides du signal produites par une cavité laser typique ainsi que de construire et caractériser la cavité optimisée. Optimiser les paramètres du montage formé d'une cavité laser de basse puissance amplifiée serait également intéressant, ainsi que d'en faire une version expérimentale. D'après les travaux réalisés dans le cadre de ce projet de maîtrise, l'instabilité Raman dans les Yb-LFHPC avec des puissances de l'ordre de 1 kW peut être évitée avec un choix judicieux de montage.

Annexe A

Élimination des modes longitudinaux par effets non linéaires

Les lasers produisent des signaux optiques avec des propriétés intéressantes comme la directionnalité, l'intensité et la cohérence. Cette cohérence provient du phénomène de rétroaction dans la cavité laser qui produit de l'interférence constructive pour certains modes longitudinaux avec des fréquences particulières, formant un spectre discret. Bien que cette caractéristique soit désirable la plupart du temps, il existe des applications en spectroscopie et en tests et mesures pour lesquelles un laser sans modes longitudinaux serait de mise. Pour obtenir un laser sans modes longitudinaux, il est possible de moduler la longueur effective de la cavité laser à partir de différentes stratégies [24; 33]. Les Yb-LFHPC sont une de ces options. À des puissances atteignant plusieurs centaines de watts, les effets non linéaires viennent moduler la phase instantanée du signal de manière quasi aléatoire, causant de l'élargissement spectral qui peut avoir un effet similaire à la modulation de la longueur de la cavité laser. Ainsi, les Yb-LFHPC deviennent sans modes longitudinaux à des puissances près du kilowatt. À partir de simulations (voir chapitres 1 à 3), le spectre d'une cavité laser de Yb-LFHPC pris sur plusieurs tours révèle les structures de modes longitudinaux. Comme on voit à la figure A.1, à basse puissance (11 W) ces modes longitudinaux sont clairement visibles. Au fur et à mesure que la puissance augmente, les effets non linéaires deviennent plus importants et causent un élargissement spectral significatif. Ces élargissements effacent les structures modales. Il est important de noter que l'échantillonnage dans ces simulations était fait sur une plage de 100 ps. Ceci engendre une sélection des modes longitudinaux séparés d'environ 10 GHz.

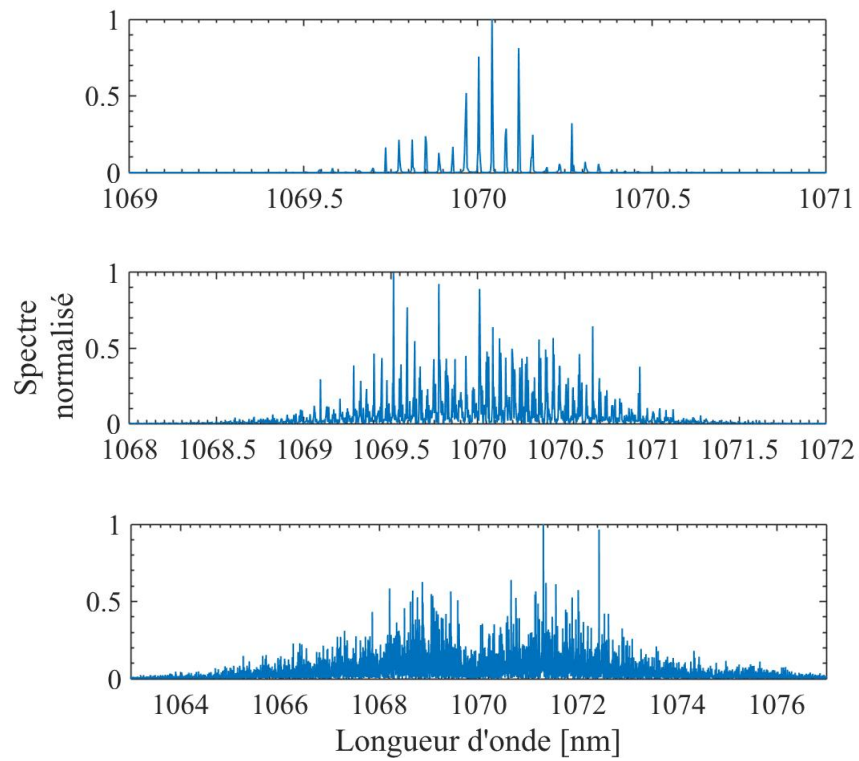


Figure A.1 – Spectres normalisés pour 16 tours de cavité à la sortie d’un laser à fibre optique dopée à l’ytterbium pour des puissances de 11 W (haut), 61 W (centre) et 786 W (bas).

Bibliographie

- [1] G. P. AGRAWAL : *Nonlinear Fiber Optics*. Elsevier, 5 édition, 2013.
- [2] V. BOCK, A. LIEM, T. SCHREIBER, R. EBERHARDT et A. TÜNNERMANN : Explanation of stimulated Raman scattering in high power fiber systems. *Proc. SPIE*, 10512:10512 – 7, 2018.
- [3] V. BOCK, T. SCHULTZE, A. LIEM, T. SCHREIBER, R. EBERHARDT et A. TÜNNERMANN : The influence of different seed sources on stimulated Raman scattering in fiber amplifiers. *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, pages 1–1, Juin 2017.
- [4] G. BROCHU, A. VILLENEUVE, M. FAUCHER, M. MORIN, F. TRÉPANIÉ et R. DIONNE : SRS modeling in high power CW fiber lasers for component optimization. *Proc. SPIE*, 10085:10085 – 10, 2017.
- [5] E. BROWN-DUSSAULT : *Atténuation d'effets non linéaires dans les lasers fibrés de haute puissance opérés en régime continu*. Mémoire de maîtrise, Université Laval, 2016.
- [6] J. A. BUCK : *Fundamentals of Optical Fibers*. John Wiley and Sons, 2004.
- [7] T. CHEN, Q. ZHANG, Y. ZHANG, X. LI, H. ZHANG et W. XIA : All-fiber passively mode-locked laser using nonlinear multimode interference of step-index multimode fiber. *Photonics Research*, 6:1033, Novembre 2018.
- [8] S. DUVAL : *Lasers à fibre femtoseconde utilisant une paire de réseaux de Bragg à pas variable*. Mémoire de maîtrise, Université Laval, 2015.
- [9] M. ENGHOLM, P. JELGER, F. LAURELL et L. NORIN : Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping. *Opt. Lett.*, 34(8):1285–1287, Avril 2009.
- [10] A. FORTIN : *Analyse numérique pour ingénieurs*. Presses internationales Polytechnique, 4^e édition, 2011.

- [11] J. P. GORDON : Theory of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, 11(10):662–664, Octobre 1986.
- [12] Samuel GOUIN : *Cavités laser de haute puissance sans épissure*. Mémoire de maîtrise, Université Laval, 2018.
- [13] M. HARDY : *Amplification d’impulsions brèves de haute énergie par effet Raman stimulé dans les fibres optiques*. Mémoire de maîtrise, Université Laval, 2016.
- [14] C. HEADLEY et G. P. AGRAWAL : Unified description of ultrafast stimulated Raman scattering in optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 13(10):2170–2177, Octobre 1996.
- [15] M. HECK, V. BOCK, R. G. KRÄMER, D. RICHTER, T. A. GOEBEL, C. MATZDORF, A. LIEM, T. SCHREIBER, A. TÜNNERMANN et S. NOLTE : Mitigation of stimulated Raman scattering in high power fiber lasers using transmission gratings. *Proc. SPIE*, 10512:10512 – 8, 2018.
- [16] D. HOLLENBECK et C. D. CANTRELL : Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic Raman gain spectrum and response function. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(12):2886–2892, Décembre 2002.
- [17] C. JAUREGUI, T. EIDAM, H.-Jürgen OTTO, F. STUTZKI, F. JANSEN, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN : Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems. *Opt. Express*, 20(12):12912–12925, Juin 2012.
- [18] Y. JEONG, J. K. SAHU, D. N. PAYNE et J. NILSSON : Ytterbium-doped large-core fiber laser with 1 kW continuous-wave output power. *Advanced Solid-State Photonics*, page PDP13, 2004.
- [19] Y.-C. JEONG, A. J. BOYLAND, J. K. SAHU, S.-H. CHUNG, J. NILSSON et D. N. PAYNE : Multi-kilowatt single-mode ytterbium-doped large-core fiber laser. *J. Opt. Soc. Korea*, 13(4):416–422, Décembre 2009.
- [20] R. KASHYAP : *Fiber Bragg Gratings*. Elsevier, 2 édition, 2010.
- [21] R. KASHYAP et K. J. BLOW : Observation of catastrophic self-propelled self-focusing in optical fibres. *Electronics Letters*, 24(1):47–49, Janvier 1988.
- [22] S. M. J. KELLY : Characteristic sideband instability of periodically amplified average soliton. *Electronics Letters*, 28(8):806–807, April 1992.
- [23] D. A. V. KLINER, H. YU, J. LUU, K. H. LIAO, J. SEGALL, M. MUENDEL et AL : kW fiber lasers. *OFC/NFOEC*, pages 1–3, Mars 2012.
- [24] F. V. KOWALSKI, P. D. HALE et S. J. SHATTIL : Broadband continuous-wave laser. *Opt. Lett.*, 13(8):622–624, Août 1988.

- [25] Q. LI, H. ZHANG, X. SHEN, P. YAN, H. HAO et M. GONG : Stimulated Raman scattering threshold for partially coherent light in silica fibers. *Opt. Express*, 23(22):28438–28448, Novembre 2015.
- [26] X. LI, S. ZHANG, M. HAN et J. LIU : Fine-structure oscillations of noise-like pulses induced by amplitude modulation of nonlinear polarization rotation. *Opt. Lett.*, 42(20): 4203–4206, Octobre 2017.
- [27] J. LIMPET, A. LIEM, H. ZELLMER et A. TÜNNERMANN : 500 W continuous-wave fibre laser with excellent beam quality. *Electronics Letters*, 39(8):645–647, Avril 2003.
- [28] J. LIMPET, T. SCHREIBER, S. NOLTE, H. ZELLMER, A. TÜNNERMANN, R. ILIEW, F. LEDERER, J. BROENG, G. VIENNE, A. PETERSSON et C. JAKOBSEN : High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 11(7):818–823, Avril 2003.
- [29] Q. LIN et G. P. AGRAWAL : Vector theory of stimulated Raman scattering and its application to fiber-based Raman amplifiers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20(8):1616–1631, Août 2003.
- [30] Q. LIN et G. P. AGRAWAL : Raman response function for silica fibers. *Opt. Lett.*, 31(21): 3086–3088, Novembre 2006.
- [31] W. LIU, P. MA, H. LV, J. XU, P. ZHOU et Z. JIANG : General analysis of SRS-limited high-power fiber lasers and design strategy. *Opt. Express*, 24(23):26715–26721, Novembre 2016.
- [32] W. LIU, P. MA, P. ZHOU et Z. JIANG : Optimization for the fiber laser source through its temporal and spectral characteristics. *Proc. SPIE*, 10436:10436 – 10, 2017.
- [33] S. LORANGER, M. GAGNÉ et R. KASHYAP : Capacitors go optical : wavelength independent broadband mode cavity. *Opt. Express*, 22(12):14253–14262, Juin 2014.
- [34] M.-J. LI, X. CHEN, J. WANG, A. LIU, S. GRAY, D. T. WALTON, A. B. RUFFIN, J. DEMERITT et L. ZENTENO : Fiber designs for high power lasers. *Proc. SPIE*, 6469:6469 – 9, 2007.
- [35] P. V. MAMYSHEV : All-optical data regeneration based on self-phase modulation effect. *24th European Conference on Optical Communication*, 1:475–476, vol.1, Septembre 1998.
- [36] P. V. MAMYSHEV et S. V. CHERNIKOV : Ultrashort-pulse propagation in optical fibers. *Opt. Lett.*, 15(19):1076–1078, Octobre 1990.
- [37] D. MILAM et M. J. WEBER : Measurement of nonlinear refractive index coefficients using time resolved interferometry : Application to optical materials for high power neodymium lasers. *Journal of Applied Physics*, 47(6):2497–2501, 1976.

- [38] F. MÖLLER, R. G. KRÄMER, C. MATZDORF, S. NOLTE, M. STRECKER, F. STUTZKI, M. PLÖTNER, V. BOCK, T. SCHREIBER et A. TÜNNERMANN : Comparison between bidirectional pumped Yb-doped all-fiber single-mode amplifier and oscillator setup up to a power level of 5 kW. *Laser Congress 2018 (ASSL)*, page AM2A.3, 2018.
- [39] B. MORASSE, S. CHATIGNY, C. DESROSIERS, É. GAGNON, M.-A. LAPOINTE et J.-P. de SANDRO : Simple design for singlemode high power CW fiber laser using multimode high NA fiber. *Proc. SPIE*, 7195:7195 – 12, 2009.
- [40] E. NAZEMOSADAT et A. MAFI : Nonlinear multimodal interference and saturable absorption using a short graded-index multimode optical fiber. *J. Opt. Soc. Am. B*, 30(5):1357–1367, Mai 2013.
- [41] M. OLIVIER : *Interactions de solitons dans les lasers à fibre*. Thèse doctorale, Université Laval, 2008.
- [42] R. PASCHOTTA : *Fiber Lasers*. Encyclopedia of Laser Physics and Technology, Consulté en ligne le 16 avril 2018, URL : www.rp-photonics.com/fiber_lasers, Octobre 2008.
- [43] R. PASCHOTTA : *High-power Fiber Lasers and Amplifiers*. Encyclopedia of Laser Physics and Technology, Consulté en ligne le 16 avril 2018, URL : www.rp-photonics.com/fiber_lasers, Octobre 2008.
- [44] R. PASCHOTTA, J. NILSSON, A. C. TROPPER et D. C. HANNA : Ytterbium-doped fiber amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 33(7):1049–1056, Juillet 1997.
- [45] H. M. PASK, R. J. CARMAN, D. C. HANNA, A. C. TROPPER, C. J. MACKECHNIE, P. R. BARBER et J. M. DAWES : Ytterbium-doped silica fiber lasers : versatile sources for the 1-1.2 μ m region. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 1(1):2–13, Avril 1995.
- [46] T. SCHREIBER, A. LIEM, E. FREIER, C. MATZDORF, R. EBERHARDT, C. JAUREGUI, J. LIMPERT et A. TÜNNERMANN : Analysis of stimulated Raman scattering in CW kW fiber oscillators. *Proc. SPIE*, 8961:8961– 8, 2014.
- [47] K. SHIMA, S. IKOMA, K. UCHIYAMA, Y. TAKUBO, M. KASHIWAGI et D. TANAKA : 5-kW single stage all-fiber Yb-doped single-mode fiber laser for materials processing. *Proc. SPIE*, 10512:10512 – 6, 2018.
- [48] A. E. SIEGMAN : *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [49] R. H. STOLEN, J. P. GORDON, W. J. TOMLINSON et H. A. HAUS : Raman response function of silica-core fibers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 6(6):1159–1166, Juin 1989.

- [50] T. R. TAHA et M. I. ABLOWITZ : Analytical and numerical aspects of certain nonlinear evolution equations. ii. Numerical, nonlinear Schrödinger equation. *Journal of Computational Physics*, 55(2):203 – 230, 1984.
- [51] S. K. TURITSYN, A. E. BEDNYAKOVA, M. P. FEDORUK, A. I. LATKIN, A. A. FOTIADI, A. S. KURKOV et E. SHOLOKHOV : Modeling of CW Yb-doped fiber lasers with highly nonlinear cavity dynamics. *Opt. Express*, 19(9):8394–8405, Avril 2011.
- [52] W. J. WADSWORTH, R. M. PERCIVAL, G. BOUWMANS, J. C. KNIGHT et P. St. J. RUSSELL : High power air-clad photonic crystal fibre laser. *Opt. Express*, 11(1):48–53, Janvier 2003.
- [53] Y. XIAO, F. BRUNET, M. KANSKAR, M. FAUCHER, A. WETTER et N. HOLEHOUSE : 1-kilowatt CW all-fiber laser oscillator pumped with wavelength-beam-combined diode stacks. *Opt. Express*, 20(3):3296–3301, Janvier 2012.
- [54] H. XU, M. JIANG, C. SHI, P. ZHOU, G. ZHAO et X. GU : Spectral shaping for suppressing stimulated-Raman-scattering in a fiber laser. *Appl. Opt.*, 56(12):3538–3542, Avril 2017.
- [55] H. YU, D. A. V. KLINER, K.-H. LIAO, J. SEGALL, M. H. MUENDEL, J. J. MOREHEAD, J. SHEN, M. KUTSURIS, J. LUU, J. FRANKE et AL : 1.2-kW single-mode fiber laser based on 100-W high-brightness pump diodes. *Proc. SPIE*, 8237:8237 – 7, 2012.
- [56] J. ZHU, P. ZHOU, Y. MA, X. XU et Z. LIU : Power scaling analysis of tandem-pumped Yb-doped fiber lasers and amplifiers. *Opt. Express*, 19(19):18645–18654, Septembre 2011.