

LABORATOIRE DES SYSTEMES PHOTONIQUES
Université Louis Pasteur (EA 3426)
Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg
Boulevard Sébastien Brant
67412 Illkirch Cedex

THÈSE

présentée par

Delphine GRUPPI

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg

Discipline : Electronique, électrotechnique, automatique
Spécialité : Optique et laser

Etude de sources laser impulsionnelles haute cadence pour l'infrarouge utilisant la conversion Raman dans les fibres optiques

soutenue le 21 Novembre 2008 devant le jury composé de

Ayoub CHAKARI	HDR, Maître de conférences à l'ULP	Directeur de thèse
Philippe DELAYE	Chargé de recherches CNRS à l'Institut d'Optique de Palaiseau	Rapporteur externe
Joël FONTAINE	Professeur à l'INSA de Strasbourg	Rapporteur interne
Antoine HIRTH	Co-Encadrant de thèse à l'ISL	Examinateur
Pierre PFEIFFER	Co-Encadrant de thèse à l'ULP	Examinateur
Marcel POULAIN	Professeur à l'Université de Rennes 1	Rapporteur externe

Thèse réalisée à l'Institut franco-allemand de recherches de Saint Louis.

Signalement bibliographique ajouté par le :

UNIVERSITÉ DE STRASBOURG
Service Commun de Documentation

A NEW TYPE OF SECONDARY RADIATION

C.V. RAMAN, K.S. KRISHNAN

NATURE, 31 mars 1928, page 502

La publication présentée ici dans la thèse est soumise à des droits détenus par un éditeur commercial.

La version imprimée de cette thèse peut être consultée à la bibliothèque ou dans un autre établissement via une demande de prêt entre bibliothèques (PEB) auprès de nos services :

<http://www-sicd.u-strasbg.fr/services/peb/>

Remerciements

Je souhaiterais tout d'abord remercier la direction de l'ISL pour m'avoir permis d'effectuer ma thèse au sein du groupe Optronique et Physique des Lasers.

Je remercie également Ayoub Chakari pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Merci à mes rapporteurs, Philippe Delaye, Joël Fontaine et Marcel Poulain, qui ont eu la lourde tâche de lire et de critiquer ce manuscrit. Leurs remarques et conseils m'ont été d'une grande aide pendant les dernières semaines. Je n'oublierai pas non plus leur sympathie pendant ce moment si spécial et important qu'est la soutenance. Merci à Pierre Pfeiffer pour sa disponibilité et son implication dans ce travail de thèse, pour toutes ces heures passées au téléphone à réfléchir et à corriger. J'ai toujours pu compter sur son aide et bénéficier de ses conseils pendant ces trois années.

M. Hirth, ce fut pour moi un honneur d'avoir été votre dernière thésarde. Pour tout le temps que vous m'avez consacré, pour la qualité de votre enseignement, pour votre soutien sans faille sans oublier les bons moments de rigolade au labo, je tiens à vous remercier du fond du cœur. Merci au groupe OPL ; Adrien, Claudia, Michael, Martin, Marc, Christelle. Christelle, je n'arrive pas à écrire ce que je ressens, mais je crois que tu le sais. Merci à Jean Urban et à l'Atelier Central pour l'étude et la réalisation des pièces mécaniques, à l'Edition pour la conception des posters.

Je tiens aussi à remercier mes collègues - et amis - de l'ISL pour la gentillesse et la bonne humeur dont j'ai pu profiter pendant ces trois années. Vous avez aussi à votre manière, à la cantine ou autour d'un café, contribué à la réussite de ce travail. Merci à Philippe, Julien, Anne, Andra, Friedrich, Frédérique, Kévin, Christophe, Yannick, Nicolas, Bastien... et aux autres, la liste est trop longue !

Merci à mes amies qui m'ont toujours soutenue, surtout dans les moments difficiles ; Cécile,

Marie, Estelle, Isa, Elise, Emilie, Aurélia... Merci Claudine pour tes encouragements, ta bonne humeur et le reste !

Enfin, merci à ma famille, en particulier à mes parents Monique et Lucien, à mon frère Stéphane et à ma sœur Marion pour leur soutien et leur affection durant ces trois années. Je crois qu'il faut vous féliciter pour avoir réussi à me supporter à certains moments ! Nico, tu as eu la patience de m'aider à préparer la soutenance et même le droit d'essuyer les dernières larmes. Merci !

Résumé

La faisabilité d'une source impulsionnelle émettant en bande I entre 2.1 et 2.2 μm et en bande II entre 4 et 5 μm , basée uniquement sur des convertisseurs Raman pompés par la même source laser, est évaluée.

Après un rappel des principes fondamentaux de la diffusion Raman stimulée, le laser de pompe à fibre impulsionnel est décrit.

Une fibre optique à cœur dopé au GeO_2 à 63 % a été mise en œuvre pour réaliser un convertisseur Raman émettant entre 2.1 et 2.2 μm . 500 mW de puissance moyenne Stokes à 2.16 μm ont été obtenus, soit 130 W de puissance crête avec des durées d'impulsion de 60 ns à 60 kHz. Le facteur de qualité du faisceau Stokes obtenu en simple-passage de pompe a été évalué à $M^2 \leq 1.20$.

La dernière partie de ce mémoire évalue un convertisseur Raman utilisant une fibre à cristaux photoniques dont le cœur creux, rempli de méthane, permettrait de générer une émission Stokes entre 4 et 5 μm .

Une simulation numérique de la conversion Raman dans les fibres optiques a été développée. Elle décrit cet effet non-linéaire aussi bien dans les fibres à cœur creux rempli de gaz que dans les fibres à cœur solide, en simple-passage de pompe ou lorsque des réseaux de Bragg sont inscrits dans la fibre pour former une cavité.

Mots clés :

- Diffusion Raman
- Laser
- Fibres optiques, fibres à cristaux photoniques
- Modélisation

Table des matières

Introduction	1
1 La diffusion Raman dans un milieu optique guidé	5
Introduction du chapitre I	6
1.1 Propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique	8
1.1.1 Propagation dans un milieu linéaire	8
1.1.2 Laser et non-linéarités	9
1.2 La diffusion Raman	10
1.2.1 L'effet Raman spontané	10
1.2.2 Vers la diffusion Raman stimulée	10
1.2.3 Expression du gain Raman	11
1.3 Propagation d'un faisceau lumineux dans une fibre optique	13
1.3.1 Longueur effective	15
1.3.2 Ouverture numérique	16
1.3.3 Condition de propagation unimodale	17
1.3.4 Diamètre du champ de mode	19
1.3.5 Aire effective	20
1.3.6 Diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques	20
1.3.7 Utilisation d'autres matériaux : expression du gain Raman	22
Conclusion du chapitre I	24
2 Conversion Raman en bande I dans une fibre pleine dopée au GeO₂	25
Introduction du chapitre II	27
2.1 Etude bibliographique : fibres dopées au GeO ₂ et conversion Raman	29
2.1.1 Définition d'un système de contre-mesures optroniques en bande I basé sur la conversion Raman	29
2.1.2 Utilisation de fibres dopées au GeO ₂ pour la conversion Raman	31

2.1.3	Estimation du gain Raman dans les fibres dopées au GeO ₂	33
2.2	Simulation de la conversion Raman dans une fibre à structure classique	36
2.2.1	Modélisation de la conversion Raman dans les fibres optiques : état de l'art	36
2.2.2	Equations décrivant le processus de conversion	38
2.2.3	Propriétés intrinsèques des fibres optiques	42
2.2.4	Modélisation numérique de la conversion Raman en quasi-CW dans les fibres optiques à cœur solide	44
2.3	Validation de la modélisation	56
2.3.1	Exemple de configuration et de résultats expérimentaux	56
2.3.2	Comparaison entre simulation et résultats expérimentaux	57
2.4	Expériences de conversion Raman en bande I	59
2.4.1	Caractéristiques de la source de pompe	60
2.4.2	Réalisation d'une isolation optique et d'un atténuateur variable	66
2.4.3	Caractéristiques du milieu convertisseur - fibre dopée au GeO ₂	69
2.4.4	Dispositif expérimental utilisé pour les mesures effectuées en simple-passage de pompe	73
2.4.5	Mesure de la qualité du faisceau Stokes	79
2.4.6	Etude de la conversion Raman à 60 kHz	80
2.4.7	Comportement en fonction de la cadence de répétition : résultats	88
2.5	Comparaison Modélisation/Expérience - Mesures à 60 kHz	90
2.5.1	Comparaison entre les puissances mesurées et simulées	93
2.5.2	Comparaison entre les spectres mesuré et simulé	97
2.6	Perspectives : modélisation de miroirs à réseaux de Bragg	98
	Conclusion du chapitre II	101

3 Conversion Raman en bande II dans une fibre creuse à cristaux photoniques remplie de gaz **105**

	Introduction du chapitre III	106
3.1	Mécanismes de guidage et développement des HC-PCF	112
3.1.1	Fabrication des PCF	113
3.1.2	Réseaux direct et réciproque : deux types de structure périodique	115
3.1.3	Deux exemples de structure périodique 2D et leurs fonctions de Bloch	119
3.1.4	Différents types de PCF	122
3.1.5	Origine des pertes dans les PCF à cœur creux	127
3.2	Conversion Raman dans les HC-PCF	129

3.2.1	Conversion Raman dans le méthane	129
3.2.2	Cellules à gaz et HC-PCF : application à la diffusion Raman	130
3.2.3	Caractéristiques des fibres creuses fournies par Xlim	133
3.3	Modélisation de la conversion Raman dans une HC-PCF remplie de gaz	136
3.3.1	Hypothèses de calcul, équations couplées	136
3.3.2	Modélisation de la conversion Raman dans les fibres fournies par Xlim	142
3.4	Travaux expérimentaux effectués en bande II	149
3.4.1	Réalisation du système de remplissage	149
3.4.2	Caractérisation des fibres creuses	156
	Conclusion du chapitre III	163
	Conclusion	167
	Bibliographie	169
	A Publication IEEE Journal of Quantum Electronics	179
A.1	Introduction	180
A.2	Theory	181
A.2.1	Generation and propagation of SRS	181
A.2.2	Intrinsic properties of optical fibers	185
A.3	Numerical modeling	186
A.3.1	Pump characteristics	186
A.3.2	Raman fiber characteristics	186
A.3.3	Radiation transport equations - Estimation of the number of points.	187
A.4	Laser experiments - Comparison with numerical results	189
A.4.1	Experimental setup and numerical parameters	189
A.4.2	Comparison with experimental results	190
A.4.3	Raman fiber oscillator in cavity configuration	193
A.5	Conclusion	196

Table des figures

1	Transmission atmosphérique sur une distance de 1 km, d'après la base de données LOWTRAN.	3
1.1	Processus de conversion Raman d'après [Koe99]. Génération de l'onde Stokes et de l'onde anti-Stokes.	6
1.2	Géométrie du volume traversé par la pompe [Boy92].	11
1.3	Principe de la conversion Raman dans un milieu (ici, une fibre optique). . . .	14
1.4	Schéma d'une fibre optique à saut d'indice de rayon de cœur r_C (gauche) et d'une fibre microstructurée (droite) de pitch (distance entre les trous) Λ et de diamètre des trous d	15
1.5	Propagation d'un faisceau lumineux par réflexion totale interne dans une fibre optique classique.	16
1.6	Indice effectif du mode de propagation fondamental en fonction de la longueur d'onde. Les longueurs d'onde de coupure déterminent les bandes de transmission de la fibre à cristaux photoniques.	19
2.1	Courbes de transmission de la vapeur d'eau (a) et d'absorption de l'eau liquide (b) entre 1.9 et 2.1 μm	27
2.2	Architecture basée sur la conversion Raman permettant d'atteindre la bande I entre 2.1 et 2.2 μm	28
2.3	Courbes d'atténuation de différents verres utilisés pour la fabrication des fibres optiques. La silice F300 (a) est utilisée par Crystal Fibre pour la réalisation de fibres creuses.	30
2.4	Spectres Raman relatifs pour différents verres d'après [GMGM78].	31
2.5	Génération de photons Stokes par ASE. Les phonons sont représentés en pointillés.	39
2.6	Génération de photons anti-Stokes par ASE.	40
2.7	Amplification de l'onde Stokes par diffusion spontanée.	41

2.8	Amplification de l'onde anti-Stokes par diffusion stimulée.	42
2.9	Organigramme de la simulation.	44
2.10	Procédure de calcul du spectre de sortie.	46
2.11	Propagation d'une impulsion dans une fibre : différentes configurations.	47
2.12	Comparaison entre spectre de pompe modélisé et spectre de pompe théorique pour différentes résolutions spectrales.	50
2.13	Puissance calculée en sortie de fibre en fonction du nombre d'échantillons K	51
2.14	Modèle de fibre Raman utilisé dans la simulation numérique.	53
2.15	Répartition temporelle d'une impulsion en sortie de cavité et puissance moyenne totale correspondante, pour différentes durées de simulation.	55
2.16	Comparaison entre puissances Stokes modélisées (traits pleins) et mesurées expérimentalement (triangles) par Cumberland [CPT ⁺ 07], pour deux longueurs de fibre : 26.3 m et 33.5 m.	58
2.17	Photographie du dispositif expérimental.	60
2.18	Schéma du dispositif expérimental pour les essais de conversion Raman.	60
2.19	Schéma du laser à fibre.	62
2.20	Source de pompe utilisée.	64
2.21	Puissance moyenne du laser à fibre en fonction de la puissance de pompe pour différentes cadences de répétition.	65
2.22	Domaine d'accordabilité du laser de pompage. Puissance incidente : 2×25 W en CW.	66
2.23	Impulsion de pompe initiale (a) et perturbée (b) par réflexion sur une face de la fibre Raman.	67
2.24	Schéma de l'isolateur optique, pour lumière non polarisée (a), photographie de l'isolateur optique et de l'atténuateur variable (b).	68
2.25	Courbes d'atténuation des quatre fibres dopées GeO ₂ disponibles.	70
2.26	Faisceaux collimatés en sortie des fibres 448b (a), 448ah (b) et 452af (c), après un réglage optimal de l'injection.	72
2.27	Fibre 452af utilisée et trajet du faisceau lumineux (en pointillés).	73
2.28	Paramètres à prendre en compte pour le calcul du rendement d'injection.	74
2.29	Durées d'impulsion moyennes en fonction de la cadence de répétition du laser de pompe.	75
2.30	Profil spatial du faisceau de pompe collimaté, diamètre pour cette mesure : 1.493 mm.	76
2.31	Profil temporel des impulsions de pompe, pour des persistances de 1 s (a) et de 5 s (b).	78

2.32	Séparation des faisceaux de pompe résiduelle et Stokes.	79
2.33	Mesure de la qualité du faisceau Stokes en sortie de fibre dopée au GeO ₂ à 50 kHz.	80
2.34	Stabilité temporelle des impulsions de pompe acquises à 60 kHz avec une persistance de 5 s.	81
2.35	Répartition spectrale des impulsions de pompe, avant injection dans la fibre Raman.	82
2.36	Spectre du faisceau en sortie de fibre Raman, pour des puissances de pompe injectée croissantes : spectre complet (a) et premier ordre Stokes uniquement (b).	83
2.37	Evolution des puissances crêtes de pompe résiduelle et Stokes en sortie de fibre dopée au GeO ₂ , pour une cadence de répétition de 60 kHz.	83
2.38	Puissance de pompe résiduelle en sortie d'une fibre de longueur L_{fibre} , en fonction de la puissance de pompe injectée.	85
2.39	Conversion Raman le long d'une fibre : évolution des puissances de pompe et Stokes en fonction du trajet parcouru dans la fibre, pour une puissance injectée croissante.	85
2.40	Evolution temporelle de la puissance des impulsions de pompe et Stokes en sortie de fibre, pour une puissance moyenne injectée de 2 W.	87
2.41	Evolution des puissances de pompe résiduelle (a) et Stokes (b) en sortie de fibre dopée au GeO ₂ en fonction de la puissance de pompe injectée, pour différentes cadences de répétition.	89
2.42	Courbe de gain Raman utilisée dans la modélisation, estimée à partir des courbes de gain de SiO ₂ et GeO ₂ purs.	91
2.43	Comparaison entre puissances Stokes théorique et expérimentale en sortie de fibre dopée au GeO ₂ , pour différentes valeurs du coefficient de gain Raman g_{GeO_2}	92
2.44	Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux pour la puissance Stokes en fonction de la puissance de pompe injectée.	93
2.45	Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux pour la puissance de pompe résiduelle en fonction de la puissance de pompe injectée.	94
2.46	Puissance totale en sortie de fibre dopée au GeO ₂ en fonction de la puissance de pompe crête injectée : modélisation et expérience.	95
2.47	Densité spectrale de puissance calculée et mesurés en sortie de fibre dopée au GeO ₂	97
2.48	Schéma de principe d'une cavité à miroirs de Bragg pour la génération d'un rayonnement Stokes par conversion Raman.	98

2.49	Puissance Stokes en sortie de fibres de longueurs différentes en fonction de OC et rendement optique-optique correspondant, pour une puissance moyenne de pompe injectée de 3 W.	99
2.50	Architecture basée sur la conversion Raman permettant d'atteindre la bande I entre 2.1 et 2.2 μm	101
3.1	Courbes (logiciel SNLO) donnant l'accord de phase du ZGP en fonction de θ (gauche) et l'évolution des longueurs d'ondes de sortie de GaAs en quasi-accord de phase en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour une période d'environ 63 μm (droite).	108
3.2	Architecture basée sur la conversion Raman permettant d'atteindre les parties basse (4.1 μm) et haute (4.8 μm) de la bande II.	110
3.3	Fibrage d'une PCF par fusion/étirage (Image : Crystal Fibre). Des tubes macroscopiques assemblés sous la forme d'une canne sont placés dans une tour de fibrage et étirés dans un four de manière à former la PCF.	113
3.4	Construction de la zone de Brillouin pour une matrice carrée. De gauche à droite : réseau direct, réseau réciproque (espace des \mathbf{k}), zone de Brillouin [JJWM08].	119
3.5	Construction de la zone de Brillouin pour une matrice triangulaire. De gauche à droite : matrice carrée, domaine des valeurs propres (espace des \mathbf{k}), zone de Brillouin hexagonale [JJWM08].	120
3.6	Zones de Brillouin irréductibles pour deux cristaux bidimensionnels [JJWM08].	121
3.7	Diagramme de bande calculé pour un réseau carré de tiges diélectriques dans l'air : propagation dans le plan (x,y), i.e. défini par les points Γ , X et M [JJWM08].	122
3.8	Trois exemples de fibres à cristaux photoniques (PCF) [JJWM08] : structure à anneaux de Bragg (a), Structure à cœur creux (b), structure à guidage par l'indice (c).	123
3.9	Diagramme de bande d'une PCF à guidage par l'indice [JJWM08].	124
3.10	Diagramme de bandes d'un miroir de Bragg [JJWM08].	125
3.11	Diagramme de bandes d'une fibre de Bragg [JJWM08].	126
3.12	Diagramme de bande d'une HC-PCF [JJWM08].	127
3.13	Fibres à cristal de Kagomé fournies par Xlim à l'ISL (Images Xlim)	133
3.14	Mesures effectuées au LSP sur la fibre HC-PCF#2 (Image LSP).	134
3.15	Motif de Kagomé (image Xlim). Les anneaux formés dans la microstructure sont représentés en rouge.	135

3.16	Diagramme de bandes et densité d'états photoniques de la bande de transmission du cristal à motif de Kagomé.	135
3.17	Raies d'absorption de CH_4 autour de $2 \mu\text{m}$ (gauche) et entre 4 et $5 \mu\text{m}$ (droite).	138
3.18	Transmission de CH_4 entre 1.85 et $2.00 \mu\text{m}$ pour 1 et 10 bars de pression.	138
3.19	Evolution de la puissance de pompe et du rendement de conversion en fonction de la longueur de la fibre, pour une aire effective de $908 \mu\text{m}^2$ et une atténuation de 2 dB/m	144
3.20	Influence de l'atténuation de la fibre sur le rendement de conversion Raman.	145
3.21	Evolution du rendement de conversion en fonction du coupleur de sortie (OC) pour le premier ordre Stokes et de l'atténuation de la fibre, pour trois aires effectives différentes.	146
3.22	Utilisation d'une PCF en verre fluoré pour la conversion Raman en bande II : structure de la fibre (a) et rendement de conversion (b).	148
3.23	Comparaison entre HC-PCF en VF et HC-PCF en silice à structure Kagomé : puissances moyennes en sortie de fibre en fonction de la longueur de HC-PCF utilisée.	149
3.24	Schéma du premier système de remplissage réalisé et dispositif de fixation de la HC-PCF par collage.	151
3.25	Première réalisation de cellule pour le remplissage des HC-PCF.	152
3.26	Dispositif de maintien de la fibre dans la cellule par presse-étoupe.	153
3.27	Plan de la deuxième cellule conçue pour le remplissage des HC-PCF.	154
3.28	Photographie du dispositif expérimental (laser de pompe Tm:silice, double isolation optique, dispositif de remplissage.	155
3.29	Photographie de la cellule de remplissage recevant l'extrémité de la fibre, visible grâce à l'injection d'un faisceau laser He-Ne.	155
3.30	Coupe d'une fibre à structure Kagomé HC-PCF#2 (Images Le verre fluoré et Laboratoire des Systèmes Photoniques).	156
3.31	Atténuation de la fibre à structure Kagomé HC-PCF#2 (mesure par cut-back).	158
3.32	Trois exemples de profil spatial du faisceau de pompe à $1.96 \mu\text{m}$ relevés en sortie de fibre Kagomé HCPCF#1.	159
3.33	Profil spatial du faisceau de pompe collimaté à $1.98 \mu\text{m}$ relevé en sortie de fibre HC-PCF#2.	161
3.34	Propagation de la pompe dans HC-PCF#2 en fonction de la pression de méthane appliquée dans le système.	162
3.35	Architecture basée sur la conversion Raman permettant d'atteindre les parties basse ($4.1 \mu\text{m}$) et haute ($4.8 \mu\text{m}$) de la bande II.	163

3.36	Architecture basée sur des convertisseurs Raman permettant d'atteindre la bande I entre 2.1 et 2.2 μm et la bande II entre 4 et 5 μm à partir de la même source de pompe impulsionnelle à fibre silice dopée thulium.	167
A.1	Principle of the spectral Raman model for the example of Stokes Raman conversion up to the second Stokes order.	182
A.2	ASE Stokes generation.	183
A.3	ASE anti-Stokes generation.	183
A.4	SRS Stokes generation.	184
A.5	SRS anti-Stokes generation.	185
A.6	Schematic of the numerical fiber model.	188
A.7	Experimental setup.	189
A.8	Raman gain curve of the fiber.	190
A.9	Spectral power density : zoom on anti-Stokes and second order Stokes radiations.	191
A.10	Pump and Stokes calculated spectra, comparison with experimental results.	192
A.11	Residual average pump power at the output of the Raman fiber : experimental and simulated data.	193
A.12	Stokes average power at the output of the Raman fiber.	194
A.13	Principle of a Raman fiber oscillator.	194
A.14	Simulation of the optimal output coupler (OC) for the first Stokes order.	195
A.15	Spectral power density at the fiber output for a 10 m-long fiber equipped with Bragg mirrors. The output coupler has a reflectivity of 30 % for the Stokes emission.	196
A.16	Peak output power, for several time durations of the process.	197

Liste des tableaux

2.1	Choix du pas spectral $d\lambda$ par comparaison avec une solution évidente.	49
2.2	Caractéristiques des fibres optiques achetées au FORC.	69
2.3	Caractéristiques du faisceau de pompe et rendement d'injection moyen dans la fibre Raman pour différentes cadences de répétition du laser.	75
2.4	Calcul des différents rendements obtenus.	90
3.1	Interactions entre les différentes puissances.	139
3.2	Mesure du rendement d'injection du faisceau de pompe à $1.96 \mu\text{m}$ dans la fibre HC-PCF#1.	160

Introduction

Depuis la découverte du laser, on n'a cessé de déployer des efforts pour obtenir de la lumière cohérente qui couvre le spectre d'émission le plus large possible depuis l'ultraviolet du vide jusqu'à l'infrarouge lointain.

Très vite on s'est aperçu qu'il n'existe pas suffisamment de transitions laser efficaces pour réaliser cet objectif, de sorte que de nouveaux systèmes ont dû être développés. Ils permettent de convertir les longueurs d'onde existantes vers l'ultraviolet (génération d'harmoniques) ou vers l'infrarouge (interactions paramétriques, différence de fréquence ...).

Le principe de ces systèmes repose sur l'interaction d'une ou de plusieurs ondes puissantes avec un milieu diélectrique qui sous l'action d'un champ électrique intense se comporte comme un oscillateur anharmonique capable de générer des longueurs d'onde nouvelles. Ces interactions non-linéaires obéissent aux principes de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement et font appel à des matériaux spécifiques avec lesquels, dans beaucoup de cas, on se trouve en face de contraintes difficiles à prendre en compte (accord de phase par exemple).

Par rapport à ces dispositifs les convertisseurs Raman peuvent présenter une alternative intéressante ainsi que de grandes simplifications, notamment par l'absence de contraintes liées à l'accord de phase lorsqu'il s'agit de générer uniquement la première onde Stokes dans des milieux dispersifs.

Pour les fortes puissances cette technique s'est également révélée très efficace. Il faut rappeler que dès l'année 1968, en période de guerre froide, l'Union Soviétique avait développé un laser à photodissociation d'iode pompé par explosif, associé à un convertisseur Raman à oxygène liquide, pour contrer la menace que présentent les missiles balistiques [Zar02]. Ce convertisseur servait à la fois à déplacer la longueur d'onde du laser à iode et à améliorer la qualité spatiale du faisceau dont l'énergie par impulsion avait été portée à 10 kJ.

Le développement rapide des diodes laser destinées au pompage des lasers à solides a également encouragé la mise en œuvre de nouveaux systèmes de conversion de fréquence. En effet comme les diodes les plus efficaces (près de 70 % de rendement de conversion électrique-optique) émettent à la frontière du visible (800 à 975 nm) et servent à pomper des lasers solides dont la longueur d'onde peut difficilement dépasser les 2 μm , on est de plus en plus amené à mettre des convertisseurs non-linéaires en cascade de manière à atteindre un rayonnement infrarouge proche de 10 μm ou au-delà.

Les lasers à fibre pompés par diode connaissent depuis les dix dernières années un essor considérable, de sorte que même pour des lasers de puissance, ce type de sources, capables de fournir des faisceaux d'excellente qualité (couplage cohérent de plusieurs lasers) est privilégié. Dans le domaine de la basse énergie en régime répétitif à haute cadence, les lasers à fibres peuvent constituer d'excellentes sources de pompage pour des convertisseurs non-linéaires.

L'efficacité des convertisseurs Raman, comme celle de la plupart des convertisseurs non-linéaires, dépend de la capacité à maintenir sur le trajet d'interaction le plus long possible la densité de puissance la plus élevée. Une des techniques les plus récentes permettant de mettre en œuvre ce principe est de réaliser l'interaction non-linéaire dans un milieu guidé.

En 2002, F. Benabid a été le premier à réaliser un convertisseur Raman dans une fibre creuse à cristaux photoniques remplie d'hydrogène sous pression pour obtenir, à partir d'une onde à 532 nm, une émission visible dans le bleu et une autre dans le rouge [BKAR02]. Le seuil de conversion Raman dans une fibre est très bas. Ce processus permet de guider les modes d'ordres inférieurs avec des pertes faibles, de façon à obtenir des faisceaux pratiquement limités par diffraction.

Arriver à produire des faisceaux laser dans l'infrarouge avec un profil spatial adapté pour une propagation longue portée dans l'atmosphère (cf. Fig. 1) sur une grande distance est devenu un objectif majeur pour des applications civiles (détection de polluants et de traces d'explosifs ...) et militaires (contre-mesures optroniques pour la lutte antimissile ...). Pour ce type d'applications nécessitant des sources impulsives à haute cadence, les puissances nécessaires sont du domaine de celles qui peuvent être générées par des convertisseurs Raman pompés par des lasers à fibre.

A l'heure actuelle il est difficile de réaliser des sources laser à fibres qui émettent au-delà

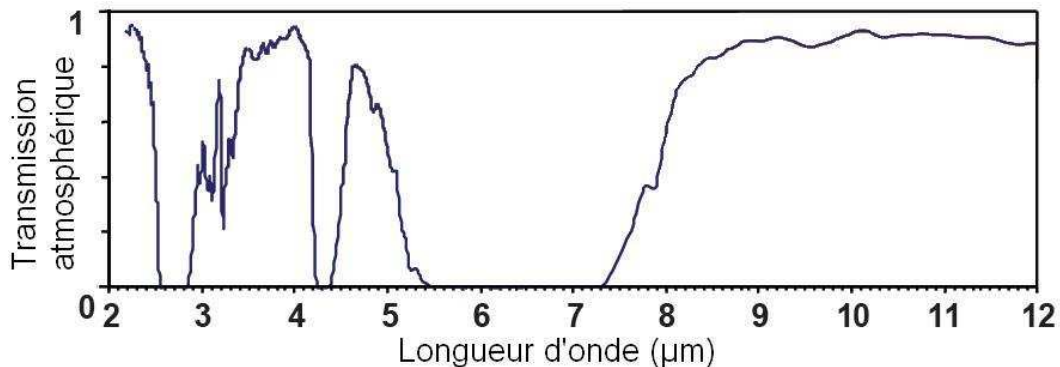


FIG. 1 – Transmission atmosphérique sur une distance de 1 km, d’après la base de données LOWTRAN.

de $2 \mu\text{m}$ et ayant une bonne efficacité. Cette limitation est davantage due à la physique de l’émission laser d’un ion dopant particulier dans le matériau amorphe de la fibre, qu’à l’atténuation de la fibre elle-même au-delà de $2 \mu\text{m}$. Ainsi l’ion Tm^{3+} dans le verre fluoré émet à une longueur d’onde inférieure à celle de ce même ion dans la silice, alors que la transmission du verre fluoré peut aller jusqu’à $4.5 \mu\text{m}$. Dans le verre fluoré, les ions Ho^{3+} et Er^{3+} émettent respectivement à 3.9 et $3.5 \mu\text{m}$ [Sch95, Tob92], avec des rendements très faibles à cause de la compétition avec les nombreuses transitions non-radiatives.

Une source basée sur un laser à rendement élevé émettant vers $2 \mu\text{m}$ et dont la longueur d’onde serait déplacée par un convertisseur Raman pourrait être plus efficace. Le travail présenté dans ce mémoire s’est proposé deux objectifs :

- évaluer la faisabilité d’une source laser émettant dans la plage au-delà de $2 \mu\text{m}$, difficilement couverte par les sources dopées Tm^{3+} et Ho^{3+} à fibre. Basée sur une source accordable entre 1.9 et $2 \mu\text{m}$ et associée à un convertisseur Raman dans un milieu solide à guidage optique, cette source pourrait être aussi efficace que les sources à fibres codopées Tm/Ho pour générer un rayonnement entre 2 et $2.2 \mu\text{m}$, domaine à bonne transmission atmosphérique. Le développement d’un outil de simulation permettra également d’évaluer d’autres systèmes à conversion Raman avec des milieux Raman et des sources de pompage différentes.
- devant la pénurie de sources laser à fibres capables de générer efficacement un rayonnement au-delà de $4 \mu\text{m}$ où il existe une excellente transmission atmosphérique (en particulier entre 4.6 et $4.8 \mu\text{m}$, cf. Fig. 1), évaluer les possibilités des convertisseurs

Raman dans des gaz ayant un décalage Raman approprié (méthane en particulier) et pompés par un laser à fibre accordable entre 1.9 et 2.0 μm . Cela nécessite également de développer un outil de simulation capable de décrire les phénomènes observés et qui permettrait de prévoir les influences des différents paramètres si l'on met en œuvre d'autres sources de pompage ou de nouvelles fibres creuses à large bande spectrale et atténuation plus faible.

Ce mémoire est articulé de la manière suivante :

- dans le premier chapitre nous rappelons les principes d'optique non-linéaires ainsi que les éléments de théorie nécessaires pour décrire la conversion Raman dans les fibres optiques ;
- le deuxième chapitre décrit la mise en œuvre d'un convertisseur Raman à fibre optique émettant entre 2.1 et 2.2 μm . On présentera également l'outil de modélisation développé ;
- le chapitre III comporte une partie théorique sur les mécanismes de guidage dans les fibres creuses à cristaux photoniques. Nous décrivons ensuite l'étude de faisabilité d'un convertisseur Raman à fibre émettant entre 4 et 5 μm .

Chapitre 1

La diffusion Raman dans un milieu optique guidé

Sommaire

Introduction du chapitre I	6
1.1 Propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique	8
1.1.1 Propagation dans un milieu linéaire	8
1.1.2 Laser et non-linéarités	9
1.2 La diffusion Raman	10
1.2.1 L'effet Raman spontané	10
1.2.2 Vers la diffusion Raman stimulée	10
1.2.3 Expression du gain Raman	11
1.3 Propagation d'un faisceau lumineux dans une fibre optique . . .	13
1.3.1 Longueur effective	15
1.3.2 Ouverture numérique	16
1.3.3 Condition de propagation unimodale	17
1.3.4 Diamètre du champ de mode	19
1.3.5 Aire effective	20
1.3.6 Diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques	20
1.3.7 Utilisation d'autres matériaux : expression du gain Raman	22
Conclusion du chapitre I	24

Introduction du chapitre I

La diffusion Raman a été mise en évidence par C.V. Raman en 1928 [RK28], lequel a été récompensé deux ans plus tard par le prix Nobel pour sa découverte. Par ce processus non-linéaire, les modes de vibration du milieu échangent de l'énergie avec l'onde incidente, en produisant un décalage de fréquence.

Ce processus de conversion fait intervenir les niveaux d'énergie représentés sur la Fig. 1.1 et correspond à la diffusion inélastique des photons de pompe sur les phonons optiques du milieu Raman.

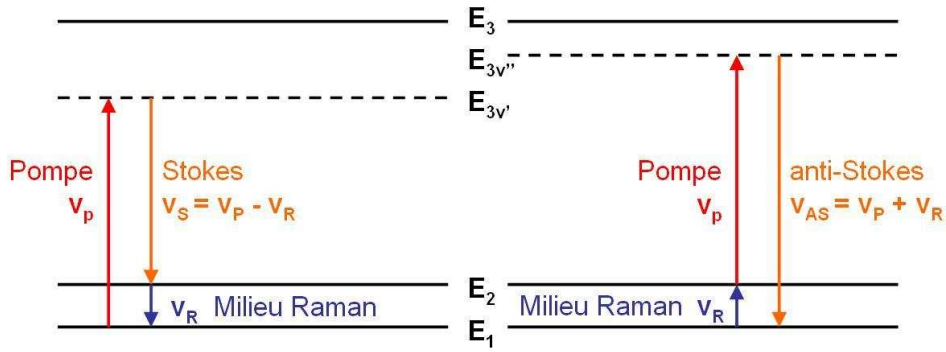


FIG. 1.1 – Processus de conversion Raman d'après [Koe99]. Génération de l'onde Stokes et de l'onde anti-Stokes.

En irradiant un milieu gazeux, liquide ou solide avec un faisceau lumineux, on peut donc générer des fréquences différentes de celle de la lumière d'excitation. La source d'irradiation est appelée « pompe », les fréquences plus basses ν_S sont appelées « Stokes », les plus élevées ν_{AS} sont les fréquences « anti-Stokes ». Les fréquences des ondes générées font intervenir la fréquence propre de vibration ν_R du milieu par les relations suivantes :

- ◆ $\nu_S = \nu_P - \nu_R$: onde Stokes ;
- ◆ $\nu_{AS} = \nu_P + \nu_R$: onde anti-Stokes.

On peut donc, à partir d'une pompe de fréquence appropriée ν_P , générer n'importe quelle fréquence signal dans un milieu convertisseur ayant la fréquence de vibration ν_R .

Sur la Fig. 1.1, E_1 et E_2 sont respectivement le niveau inférieur et un niveau de vibration/rotation du milieu Raman. Le niveau $E_{3v'}$ est un niveau d'excitation virtuel. Avant

l'irradiation du milieu Raman, les molécules occupent le niveau inférieur. Un photon Stokes d'énergie $h\nu_S$ est issu de l'interaction d'un photon de pompe d'énergie $h\nu_P$ avec un centre diffusant du milieu Raman, dans laquelle la particule passe du niveau E_1 vers le niveau E_2 . La différence d'énergie $h(\nu_P - \nu_S) = h\nu_R$ est transférée au milieu (phonons optiques). Un autre processus de diffusion peut avoir lieu à partir du niveau E_2 , vers le niveau E_1 , via un autre niveau virtuel d'énergie $E_{3\nu''}$: le milieu restitue au photon de pompe d'énergie $h\nu_P$ l'énergie $h\nu_R$ et on génère un photon anti-Stokes, de fréquence $\nu_{AS} = \nu_P + \nu_R$.

A l'équilibre thermique, les populations N_1 et N_2 des niveaux d'énergie E_1 et E_2 obéissent à une distribution de Boltzmann [Koe99]

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{1}{e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}}} < 1 \quad (1.1)$$

Généralement, à température ambiante, $N_2 \ll N_1$ de sorte que la diffusion Raman Stokes est favorisée au détriment de l'anti-Stokes. Lorsque la température T s'élève, le niveau de vibration E_2 devient de plus en plus peuplé et l'intensité anti-Stokes diffusée peut devenir aussi importante que l'intensité Stokes.

Depuis 1960, on a vu naître de nombreuses applications de la diffusion Raman comme la spectroscopie Raman qui permet la détection lidar, d'explosifs ou encore de polluants dans l'atmosphère (méthane...). Dans le domaine des télécommunications, les amplificateurs Raman renforcent un signal de faible intensité pour lui permettre de se propager sur de longues distances. Enfin, les lasers Raman à fibre permettent de réaliser des sources accordables grâce à la largeur importante du spectre de gain Raman du milieu convertisseur.

Ce premier chapitre est constitué de trois paragraphes permettant d'établir les expressions de base qui seront utilisées dans les chapitres II et III. Dans la première partie (§ 1.1), nous verrons comment l'application d'un champ électrique modifie les propriétés optiques d'un milieu. Ensuite nous étudierons l'émission Raman spontanée et stimulée dans un milieu diélectrique (§ 1.2). Dans la dernière partie, après avoir rappelé les propriétés de guidage d'une onde lumineuse dans une fibre optique, on étudie la diffusion Raman dans les fibres (§ 1.3). Cela permettra de définir les paramètres essentiels et leur influence, comme l'aire effective ou la fréquence spatiale normalisée d'une fibre optique, ainsi que de fixer l'expression du gain et celle de la puissance seuil de conversion Raman.

1.1 Propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique

1.1.1 Propagation dans un milieu linéaire

Dans les systèmes dits « linéaires », soumis à une excitation (champ électrique), la polarisation induite est proportionnelle au champ électrique. L'amplitude du champ de cohésion des charges dans le milieu est très supérieure à celle du champ électrique appliqué. Dans l'approximation dipolaire électrique, les milieux étudiés ne sont ni métaux, ni semi-conducteurs et la polarisation est une fonction locale du champ électrique. Ainsi la constante diélectrique ε_0 (permittivité) et la susceptibilité électrique χ dépendent uniquement du milieu considéré, et l'effet d'un champ électrique sur la polarisation peut être modélisé par des relations de constitution du milieu (cf. Eq. (1.4)). Une onde plane monochromatique, décrite par son champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ ¹, se propage dans un milieu linéaire [She84]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) = \mathbf{E}_0 e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)}. \quad (1.2)$$

Le vecteur induction électrique $\mathbf{D}(\mathbf{k}, \omega)$ est relié au champ électrique par l'intermédiaire de la constante diélectrique linéaire $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)$

$$\mathbf{D}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) + \mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega). \quad (1.3)$$

$\mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega)$ est la polarisation électrique qui décrit la réponse du milieu au champ électrique appliqué. Elle est reliée au champ électrique par

$$\mathbf{P}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon_0 \chi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega). \quad (1.4)$$

$\chi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega)$ est la susceptibilité électrique du premier ordre. L'expression de $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega)$ s'écrit

$$\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon_0 (1 + \chi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega)). \quad (1.5)$$

Dans l'approximation dipolaire électrique, la polarisation est locale : $\chi^{(1)}(\mathbf{r}, t)$ ne dépend pas de \mathbf{r} et donc dans l'espace de Fourier $\chi^{(1)}(\mathbf{k}, \omega)$ ne dépend pas de \mathbf{k} .

¹Dans ce mémoire, les unités utilisées sont celles du Système International (MKS), et les champs vectoriels sont représentés en gras.

1.1.2 Laser et non-linéarités

Dans le cas d'un faisceau laser, l'amplitude du champ électrique peut atteindre une valeur égale voire supérieure à celle du champ de cohésion des charges. Ainsi l'approximation linéaire ne s'applique plus et la polarisation ne peut plus être considérée comme linéaire comme dans le cas précédent. Des phénomènes non-linéaires qui peuvent être observés à l'échelle macroscopique apparaissent. Le champ électrique total peut être considéré comme la superposition d'une multitude d'ondes planes monochromatiques se propageant dans le milieu

$$\mathbf{E}(\mathbf{k}, w) = \sum_i \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega_i). \quad (1.6)$$

Dans ce cas, l'Eq. (1.4) peut être généralisée ; la polarisation qui se limitait à un seul terme peut être développée suivant un polynôme

$$\mathbf{P}(\mathbf{k}, w) = \mathbf{P}_1(\mathbf{k}, w) + \mathbf{P}_2(\mathbf{k}, w) + \mathbf{P}_3(\mathbf{k}, w) + \dots, \quad (1.7)$$

et avec :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_1(\mathbf{k}, w) &= \epsilon_0 \chi^{(1)}(\mathbf{k}, w) \mathbf{E}(\mathbf{k}, w), \\ \mathbf{P}_2(\mathbf{k}, w_i + w_j) &= \epsilon_0 \chi^{(2)}(\mathbf{k}, w_i + w_j) \mathbf{E}(\mathbf{k}, w_i) \mathbf{E}(\mathbf{k}, w_j), \\ \mathbf{P}_3(\mathbf{k}, w_i + w_j + w_l) &= \epsilon_0 \chi^{(3)}(\mathbf{k}, w_i + w_j + w_l) \mathbf{E}(\mathbf{k}, w_i) \mathbf{E}(\mathbf{k}, w_j) \mathbf{E}(\mathbf{k}, w_l), \end{aligned} \quad (1.8)$$

on obtient l'expression de $\mathbf{P}(\mathbf{k}, w)$ en fonction du champ électrique. Ici encore d'après l'approximation dipolaire électrique, $\chi^{(n)}(\mathbf{r}, t)$ est indépendant de \mathbf{r} et donc dans l'espace de Fourier $\chi^{(n)}(\mathbf{k}, w)$ indépendant de \mathbf{k} . Les susceptibilités linéaire et non-linéaire (nombres complexes en général) caractérisent les propriétés optiques d'un milieu. Physiquement, $\chi^{(n)}$ est reliée à la structure microscopique du milieu considéré [She84], ce qui implique que si la susceptibilité électrique à l'ordre n est connue il est possible, en principe, de prévoir les effets non-linéaires d'ordre n dans le milieu.

Parmi les exemples d'effets non-linéaires du deuxième ordre (contribution de $\chi^{(2)}$) on peut citer : la génération de seconde harmonique, la somme ou la différence de fréquences ou encore l'oscillation paramétrique optique (OPO) [Boy92]. La diffusion Raman stimulée est un processus non-linéaire du troisième ordre car elle fait appel la susceptibilité électrique $\chi^{(3)}$, plus précisément à sa partie imaginaire χ''_R (cf. expression du gain Raman, Eq. (1.26)). D'autres exemples de processus non-linéaires du troisième ordre sont la génération de troisième harmonique ou encore l'effet Brillouin stimulé [Boy92].

1.2 La diffusion Raman

1.2.1 L'effet Raman spontané

Soit N_S la population du niveau virtuel $E_{3\nu'}$ d'énergie $h\nu_S$ diffusée spontanément. N_S résulte de l'intégration du nombre de photons émis spontanément $(dN_S)_{sp}$ par unité de longueur du milieu Raman dz et par unité d'angle solide $d\Omega$, pour un nombre de photons N_1 du niveau d'énergie fondamental et un nombre de photons de pompe incidents N_P [Blo67] par

$$N_S = \int (dN_S)_{sp} = N_1 N_P \iint \left(\frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega} \right) d\Omega dz \quad (1.9)$$

où $\left(\frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega} \right)$ est la section efficace différentielle pour la diffusion Raman spontanée.

1.2.2 Vers la diffusion Raman stimulée

L'émission spontanée amplifiée correspond à une émission de photons décorrélés d'énergie individuelle $h\nu_S$ alors que dans le cas de la diffusion Raman stimulée (Stimulated Raman Scattering, SRS) il s'agit d'une onde cohérente qui se propage. L'effet Raman Stokes stimulé est un processus à deux photons dans lequel un photon de pompe de fréquence ν_P transfère son énergie à une molécule ou un ion, et un photon Stokes de fréquence ν_S est émis pendant que le milieu Raman voit son énergie augmentée depuis le niveau fondamental d'énergie E_1 vers un niveau excité d'énergie E_2 [She84]. La pompe de fréquence ν_P excite les centres diffusants du milieu Raman vers un niveau virtuel $E_{3\nu'}$. Il se produit alors une transition de ce niveau virtuel vers le niveau réel E_2 , avec émission d'un photon. Dans ce cas, l'onde Stokes ν_S est amplifiée et la pompe perd de l'énergie : c'est la diffusion Raman stimulée. La Fig. 1.1 représente le cas où une seule onde Stokes est générée : il s'agit en fait du premier ordre Stokes ν_{S1} . Lorsque la puissance du laser de pompe est suffisante, il peut y avoir génération de plusieurs ondes, toutes séparées par la même fréquence de conversion Raman ν_R : ce sont des ordres Stokes successifs. Les ordres successifs sont appelés premier ordre Stokes, deuxième ordre Stokes, etc., en comptant le nombre d'intervalles de largeur ν_R entre la fréquence de pompe ν_P et l'émission Stokes considérée [Koe99]. Il en est de même pour l'onde anti-Stokes.

A l'origine du processus de conversion, la diffusion spontanée permet de déterminer la quantité de photons Stokes émis par diffusion Raman stimulée (cf. Eq. (1.9)). Celle-ci tient compte de la génération éventuelle d'un rayonnement anti-Stokes [Blo67]

$$\frac{dN_S}{dz} = (N_1 - N_2) \frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega} N_P N_S \left(\frac{c^3}{\nu_S^2 n_S^3} g(\nu_S) \right), \quad (1.10)$$

où n_S est l'indice de réfraction du milieu Raman à la fréquence Stokes. Le facteur $\frac{c^3}{\nu_S^2 n_S^3} g(\nu_S)$ représente la génération Raman spontanée par unité d'angle solide $d\Omega$, dans un intervalle spectral $\Delta\nu_S$ et volumique dV . En particulier, la fonction $g(\nu_S)$ est la densité d'états du milieu non-linéaire, et représente la contribution des émissions Raman stimulées Stokes et anti-Stokes. La courbe $g(\nu_S)$ a un profil de Lorentz, de largeur à mi-hauteur $\Delta\nu$. A la fréquence $\nu_P - \nu_S = \nu_{21} = \nu_R$ cette fonction a pour valeur $1/(\pi\Delta\nu)$.

1.2.3 Expression du gain Raman

Le nombre de photons convertis par diffusion Raman stimulée est proportionnel à l'intensité des ondes lumineuses en interaction, en particulier à celle de l'onde de pompe : pour une longueur d'interaction L , l'onde Stokes subit un gain exponentiel [Blo67]

$$\frac{dN_S}{dz} = g_R N_s, \quad I_S(L) = I_S(0) e^{+g_R L}. \quad (1.11)$$

En se plaçant à $(\nu_P - \nu_S) = \nu_R$ et en comparant les Eq. (1.10) et (1.11), le gain Raman g_R peut alors s'exprimer par l'Eq. (1.12)

$$g_R = (N_1 - N_2) \frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega} N_P \left(\frac{c^3}{\nu_S^2 n_S^3} \frac{1}{\pi \Delta\nu} \right). \quad (1.12)$$

Afin d'exprimer g_R en fonction de l'intensité de pompe I_P appliquée au milieu convertisseur, il faut considérer un volume d'interaction unité $V = 1$ (cf. Fig. 1.2) décrit par l'Eq. (1.13), traversé par N_P photons de pompe.

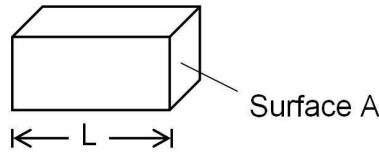


FIG. 1.2 – Géométrie du volume traversé par la pompe [Boy92].

$$V = LA = v_P t A = \frac{ctA}{n_P} = 1. \quad (1.13)$$

La longueur du volume d'interaction L est égale à la vitesse du photon de pompe $v_P = c/n_P$ multipliée par son temps de passage t à travers le volume V . L'intensité lumineuse de l'onde de pompe I_P traversant ce volume unité correspond à la puissance lumineuse P_P traversant la surface latérale A (Eq. (1.14)).

$$I_P = \frac{P_P}{A} = \frac{N_P E_P}{tA} = \frac{N_P E_P c}{n_P} = \frac{N_P h \nu_P c}{n_P}. \quad (1.14)$$

En posant $N_1 - N_2 = \Delta N$ (différence de population des niveaux d'énergie E_1 et E_2) dans l'Eq. (1.12), on peut exprimer la quantité de photons de pompe N_P en fonction de I_P . Le gain Raman devient [Koe99]

$$\begin{aligned} g_R &= \Delta N \frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega} \frac{n_P I_P}{h \nu_P c} \left(\frac{c^3}{\nu_S^2 n_S^3} \frac{1}{\pi \Delta \nu} \right) \\ &= \Delta N \frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega} \frac{n_P \lambda_P \lambda_S^2}{\pi \Delta \nu n_S^3 h c} I_P. \end{aligned} \quad (1.15)$$

Dans l'introduction de ce chapitre, il a été mis en évidence que la diffusion Raman est un processus non-linéaire du troisième ordre (cf. page 9). Il est donc intéressant d'exprimer le gain Raman g_R à la résonance en fonction de χ_R'' , partie imaginaire de $\chi_R^{(3)}$ [Koe99]. Pour cela, seule l'interaction non-linéaire entre l'onde de pompe et le premier ordre Stokes est prise en compte. Les équations d'évolution des amplitudes complexes A_p et A_S des ondes de pompe et Stokes sont données par [San99] :

$$\frac{dA_p}{dz} = i \frac{\pi}{n_p \lambda_p} \chi_R^{(3)}(\lambda_p) |A_S|^2 A_p \quad (1.16)$$

$$\frac{dA_S}{dz} = i \frac{\pi}{n_S \lambda_S} \chi_R^{(3)}(\lambda_S) |A_p|^2 A_S. \quad (1.17)$$

Dans ces expressions, seuls les termes décrivant le couplage entre les ondes de pompe et Stokes sont pris en compte (l'atténuation est négligée). $\chi_R^{(3)}(\lambda_{p,S})$ sont les susceptibilités Raman du troisième ordre pour la pompe et le premier ordre Stokes. Les susceptibilités sont des nombres complexes, leurs parties imaginaires $\chi_R''(\lambda_{p,S})$ sont telles que $\chi_R''(\lambda_S) = -\chi_R''(\lambda_p)$. Or l'intensité est proportionnelle à l'amplitude de l'onde au carré [San99]

$$I_{p,S} = \frac{nc\varepsilon_0}{2} |A_{p,S}|^2. \quad (1.18)$$

Le calcul pour l'onde Stokes (Eq. (1.17)) donne

$$\frac{dI_S}{dz} \propto \frac{d|A_S|^2}{dz} = \frac{d}{dz}(A_S A_S^*) = A_S \frac{dA_S^*}{dz} + A_S^* \frac{dA_S}{dz}. \quad (1.19)$$

En remplaçant dA_S/dz par sa valeur décrite par l'Eq. (1.17) cette relation devient :

$$\frac{d|A_S|^2}{dz} = A_S \left(-i \frac{\pi}{n_S \lambda_S} \left(\chi_R^{(3)}(\lambda_S) \right)^* |A_p|^2 A_S^* \right) + A_S^* \left(i \frac{\pi}{n_S \lambda_S} \chi_R^{(3)}(\lambda_S) |A_p|^2 A_S \right) \quad (1.20)$$

$$= i \frac{\pi}{n_S \lambda_S} |A_p|^2 |A_S|^2 \left(\chi_R^{(3)}(\lambda_S) - \left(\chi_R^{(3)}(\lambda_S) \right)^* \right) \quad (1.21)$$

$$= -\frac{2\pi}{n_S \lambda_S} |A_p|^2 |A_S|^2 \chi_R''(\lambda_S). \quad (1.22)$$

L'équation obtenue pour la pompe est similaire

$$\frac{d|A_p|^2}{dz} = -\frac{2\pi}{n_p\lambda_p} |A_p|^2 |A_S|^2 \chi_R''(\lambda_p). \quad (1.23)$$

Ainsi en remplaçant les carrés des modules par l'expression (1.18) les équations couplées en intensité s'écrivent

$$\frac{dI_p}{dz} = -\frac{\lambda_S}{\lambda_p} g_R I_p I_S \quad (1.24)$$

$$\frac{dI_S}{dz} = g_R I_p I_S. \quad (1.25)$$

Par identification, le gain Raman est donné par

$$g_R = -\frac{4\pi}{\lambda_S n_S n_p c \varepsilon_0} \chi_R''(\lambda_S) = \frac{4\pi}{\lambda_S n_S n_p c \varepsilon_0} \chi_R''(\lambda_p). \quad (1.26)$$

Le gain Raman g_R dépend donc de la partie imaginaire de la susceptibilité non-linéaire du troisième ordre. D'après l'Eq. (1.11) l'intensité Stokes générée est d'autant plus forte que l'intensité de pompe et la longueur d'interaction sont importantes. Une fibre optique est un milieu bien adapté pour la conversion Raman; en effet la puissance de pompe est confinée dans le cœur de la fibre, et la longueur d'interaction correspondante n'est limitée que par l'atténuation du matériau.

1.3 Propagation d'un faisceau lumineux dans une fibre optique

Les fibres optiques sont couramment utilisées comme support de transport de faisceaux lumineux et plus généralement de l'information. Les domaines d'application des fibres optiques sont variés : Internet, médecine, automobile, lasers de puissance pour l'industrie... En outre, les applications de type « longue distance » (télécommunications) nécessitent des longueurs de fibres dépassant couramment des dizaines voire des centaines de kilomètres, d'où le besoin de disposer de fibres à pertes extrêmement faibles. La diminution du nombre de répéteurs et la conservation de la qualité du signal (i.e. longueur d'onde, amplitude et forme temporelle des impulsions...) sur des distances de plus en plus grandes sont des priorités. De nombreux phénomènes induisent des pertes dans les fibres optiques, comme l'absorption du matériau, les pertes à l'interface cœur-gaine ou encore les processus de diffusion Brillouin, de Rayleigh et Raman (spontanée ou stimulée suivant la densité de puissance déposée dans la fibre et/ou sa longueur)...

Dans le cas de la diffusion Raman, des décalages fréquentiels modifient le signal transmis et peuvent produire de la distorsion en amplitude au niveau d'un détecteur sensible à la fréquence du signal ou utilisant des filtres à bande passante étroite (perte d'information). De plus le transfert d'énergie vers l'onde Stokes diffusée induit une forte atténuation de l'onde transportant l'information [Smi72], de sorte que pour les applications de télécommunications longue distance, il faut éviter que la diffusion Raman ne dégrade trop le signal.

Cependant la conversion Raman dans les fibres a également une application de télécommunication « utile » : il s'agit des amplificateurs Raman. L'idée développée est l'amplification d'un signal de télécommunication se propageant dans une fibre optique à 1550 nm, cette longueur d'onde correspondant à un minimum d'atténuation dans la silice, matériau de base pour la plupart des fibres optiques. Une onde de pompe émise à 1450 nm est introduite dans le réseau par l'intermédiaire d'un coupleur. La fréquence de conversion Raman dans la silice étant de 440 cm^{-1} (i.e. 13.2 THz), la longueur d'onde Stokes produite par conversion Raman est située à 1550 nm, et contribue par couplage à l'amplification de l'onde à 1550 nm se propageant initialement dans le réseau et qui transporte l'information. La Fig. 1.3 décrit le principe de la conversion Raman dans une fibre optique.

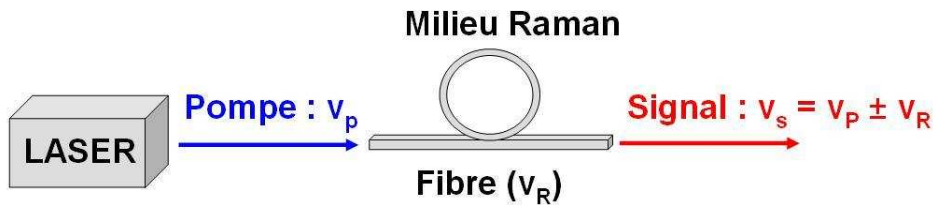


FIG. 1.3 – Principe de la conversion Raman dans un milieu (ici, une fibre optique).

Une fibre optique est constituée de deux milieux diélectriques concentriques : un cœur central d'indice $n_1(r)$ entouré d'une gaine d'indice $n_2(r)$. Dans une fibre optique classique $n_2(r)$ est en général constant alors que dans une fibre à cristaux photoniques, $n_2(r)$ subit une modification périodique due à la présence de trous d'air dans la gaine. La Fig. 1.4 décrit les deux types de fibres utilisées dans cette étude.

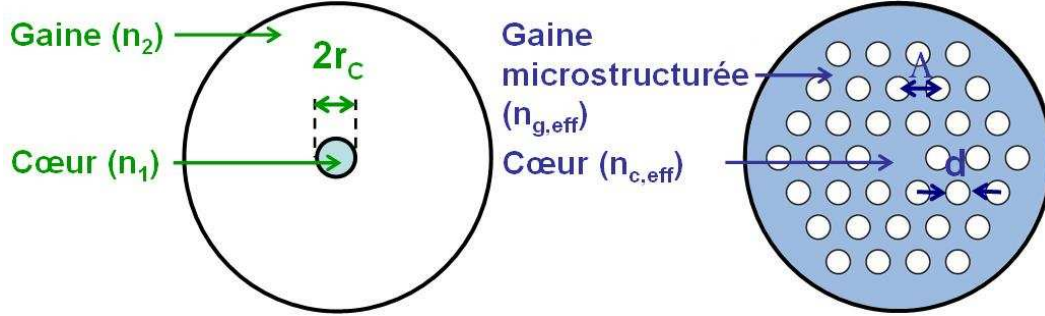


FIG. 1.4 – Schéma d'une fibre optique à saut d'indice de rayon de cœur r_C (gauche) et d'une fibre microstructurée (droite) de pitch (distance entre les trous) Λ et de diamètre des trous d .

Les fibres optiques peuvent être classées en deux catégories ; les fibres monomodes et les fibres multimodes, pour lesquelles on distingue les fibres à guidage par réflexion totale et les fibres à cristaux photoniques. Dans la suite du mémoire nous nous intéresserons principalement aux fibres à saut d'indice (monomodes ou multimodes) et aux fibres à cristaux photoniques. Une description plus complète du guidage dans les fibres à cristaux photoniques est donnée au chapitre III, § 3.1.

1.3.1 Longueur effective

Pour tout phénomène non-linéaire étudié dans une fibre optique, on définit une distance suivant laquelle l'interaction entre le faisceau de pompe et le milieu non-linéaire est efficace. Cette distance est appelée « longueur effective ». Elle est fixée par l'atténuation de la fibre optique à la longueur d'onde de pompe. Soit une fibre de longueur L dans laquelle est injectée une onde de pompe à la longueur d'onde λ et ayant un coefficient d'atténuation $\alpha(\lambda)$, sa longueur effective L_{eff} s'écrit

$$L_{eff} = \frac{1}{\alpha(\lambda)}(1 - e^{-\alpha(\lambda)L}). \quad (1.27)$$

Si la fibre est très longue (i.e. $\alpha(\lambda)L \gg 1$), cette expression peut être simplifiée par $L_{eff} \approx 1/\alpha(\lambda)$. Pour des fibres courtes, l'absorption joue un rôle mineur et ainsi la longueur effective correspond pratiquement à la longueur totale de la fibre L . Par analogie avec un faisceau gaussien focalisé se propageant en espace libre, dans un milieu non guidant (par exemple une cellule remplie de gaz), cette longueur d'interaction correspondrait à la distance sur laquelle la plus forte densité de puissance peut être conservée, i.e. à $2z_R$, où z_R est la distance de Rayleigh. Ainsi travailler avec des fibres optiques permet de conserver une forte densité de puissance sur des grandes distances et donc d'amplifier l'effet non-linéaire, dès lors que l'atténuation de la fibre n'altère pas trop la propagation du signal.

1.3.2 Ouverture numérique

1.3.2.1 Fibre optique classique

Un faisceau lumineux (dans l'air, $n = 1$) injecté suivant un angle θ dans une fibre optique caractérisée par un cœur d'indice $n_1(r)$ et une gaine d'indice n_2 est réfracté avec un angle θ_1 (cf. Fig. 1.5) suivant la loi de Descartes

$$\sin(\theta) = n_1(r) \sin(\theta_1). \quad (1.28)$$

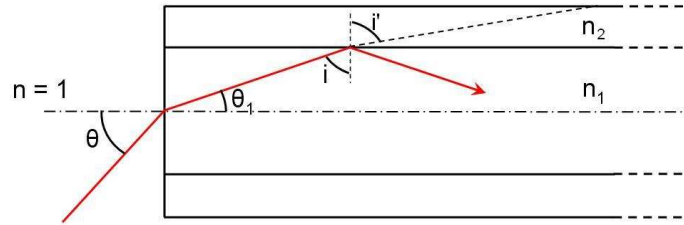


FIG. 1.5 – Propagation d'un faisceau lumineux par réflexion totale interne dans une fibre optique classique.

A l'interface cœur/gaine, le faisceau arrive avec un angle i tel que $\theta_1 + i = \pi/2$ (propagation d'un rayon méridien)

$$\sin(\theta) = n_1(r) \sqrt{1 - \cos^2(\theta_1)} = \sqrt{n_1^2(r) - n_1^2(r) \sin^2(i)}. \quad (1.29)$$

Si $i > i_l$, angle limite tel que $i' = \pi/2$, le faisceau est réfléchi par réflexion totale interne, soit

$$n_1(r) \sin(i) = n_2 \sin(i') \Rightarrow i > i_l = \arcsin\left(\frac{n_2}{n_1(r)}\right). \quad (1.30)$$

L'ouverture numérique de la fibre est le sinus de l'angle d'acceptance maximal de la fibre θ_{\max} , défini par

$$ON = \sin(\theta_{\max}) = \sqrt{n_1^2(r) - n_1^2(r) \sin^2(i_l)} = \sqrt{n_1^2(r) - n_2^2}. \quad (1.31)$$

Il est possible de modifier l'ouverture numérique de la fibre en l'enroulant avec un rayon de courbure faible, ce qui peut induire des variations locales de l'indice de réfraction et/ou une diminution de l'angle d'acceptance θ_{\max} .

1.3.2.2 Fibre à cristaux photoniques

Dans les fibres à cristaux photoniques, l'ajout de trous d'air ($n = 1$) dans une gaine de silice ($n \approx 1.44$) fait diminuer l'indice de réfraction apparent de la gaine et favorise le confinement

du mode fondamental dans le cœur. Les indices de réfraction (cœur et gaine microstructurée) sont appelés « indices effectifs » ; ils dépendent fortement de la longueur d'onde et ne peuvent pas être considérés comme des constantes comme c'est le cas dans les fibres à saut d'indice.

- $n_{c,eff}(\lambda)$ est l'indice effectif vu par le mode fondamental qui se propage dans le cœur de la fibre ;
- $n_{g,eff}(\lambda)$ est l'indice effectif du premier mode propre (mode fondamental) qui évolue dans la microstructure. Il peut être interprété comme l'indice de la microstructure en l'absence de cœur (modification périodique de l'indice due à la présence de trous d'air).

Ces indices effectifs sont liés à la constante de propagation k_z (cf. Chapitre III, § 3.1) par

$$n_{eff}(\lambda) = \sqrt{\varepsilon} = \frac{ck_z}{\omega}. \quad (1.32)$$

L'indice effectif, et donc la constante de propagation, dépendent de la longueur d'onde guidée et du facteur de remplissage de la microstructure, i.e. d/Λ (cf. Fig. 1.4). Pour une valeur de Λ fixée, l'indice effectif de la gaine augmente avec le diamètre des trous d . Ainsi pour confiner le mode fondamental dans le cœur de la fibre il est nécessaire d'augmenter le facteur de remplissage d/Λ . En pratique, cela se fait en diminuant l'épaisseur des ponts de silice entre les trous ou en utilisant des capillaires de plus grand diamètre. Les indices effectifs sont calculés numériquement. L'ouverture numérique d'une fibre à cristaux photoniques est ensuite définie de la même manière que celle d'une fibre classique,

$$ON = \sqrt{n_{c,eff}(\lambda)^2 - n_{g,eff}(\lambda)^2}. \quad (1.33)$$

L'ouverture numérique dépend donc également du facteur de remplissage d/Λ .

1.3.3 Condition de propagation unimodale

Le nombre de modes guidés dans une fibre optique dépend de ses paramètres géométriques.

1.3.3.1 Fibre à saut d'indice

Dans une fibre à saut d'indice, caractérisée par son rayon de cœur r_C et ses indices de réfraction n_1 (cœur) et n_2 (gaine), chaque mode guidé est caractérisé par sa fréquence spatiale normalisée V ,

$$V = kr_C(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \frac{2\pi}{\lambda}r_C ON. \quad (1.34)$$

A chaque mode guidé correspond une longueur d'onde de coupure λ_C , au-delà de laquelle ce mode peut se propager, i.e. pour $V < V_C$. La condition de propagation unimodale est définie

pour $V_C = 2.405^2$, soit $\lambda_C = 2.612 r_C ON$. La valeur du nombre total de modes guidés N dans une fibre à saut d'indice est d'après [Cha05]

$$N = \frac{V^2}{2}. \quad (1.35)$$

Pour une fibre monomode, on prend $N = 2$ pour tenir compte des deux polarisations linéaires du mode LP_{01} .

1.3.3.2 Fibre à cristaux photoniques

Dans une fibre à cristaux photoniques, la fréquence normalisée n'est plus définie par rapport au rayon du cœur r_C mais par rapport à la distance Λ entre les trous de la microstructure (cf. Fig. 1.4), i.e. le « pitch » [MFNH03]

$$V_{PCF,\lambda} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} ON. \quad (1.36)$$

La frontière (spectrale) entre propagation monomode et multimode correspond au guidage d'un mode d'ordre supérieur dans la microstructure [MFNH03]. Dans ce cas, les longueurs d'onde de coupure de la microstructure permettent de délimiter les bandes de transmission de la fibre

$$V_{PCF,\lambda_{C,m}} = m\pi. \quad (1.37)$$

Comme l'ouverture numérique dépend de l'indice effectif du mode de propagation dans la microstructure (cf. § 1.3.2), les longueurs d'ondes guidées dans la fibre, i.e. ses bandes de transmission, peuvent être tracées en fonction de $n_{g,eff}$. La Fig. 1.6 représente schématiquement les bandes de transmission dans une fibre à cristaux photoniques. Les zones encadrant les longueurs d'onde de coupure indiquent des couplages entre le mode du cœur et les modes de la gaine de la fibre et sont à exclure des bandes de transmission.

²Dans une fibre à gradient d'indice parabolique, $V_C = 3.8$.

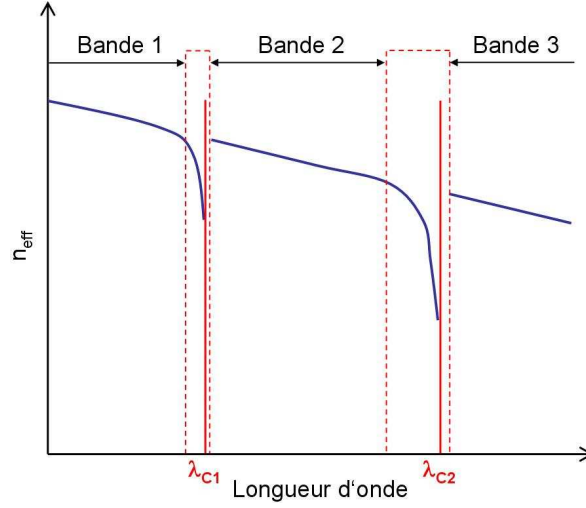


FIG. 1.6 – Indice effectif du mode de propagation fondamental en fonction de la longueur d'onde. Les longueurs d'onde de coupure déterminent les bandes de transmission de la fibre à cristaux photoniques.

1.3.4 Diamètre du champ de mode

Un mode à distribution gaussienne qui se propage dans le cœur d'une fibre optique ne se répartit pas de façon uniforme dans le cœur. Près de 90 % de l'énergie du mode gaussien est contenue dans une section du faisceau dont le diamètre, pris à $1/e^2$ de la valeur maximale, est égal à $2w_0$. Sa définition dépend du diamètre de cœur de la fibre $2r_C$ et de la fréquence spatiale normalisée V à la longueur d'onde considérée [NMFB03]

$$2w_0 = 2r_C \left(\frac{A}{V^{2/(2+g)}} + \frac{B}{V^{3/2}} + \frac{C}{V^6} \right). \quad (1.38)$$

Les coefficients A , B , C et g dépendent du type de fibre utilisé.

1.3.4.1 Fibre à saut d'indice

Dans une fibre à saut d'indice, pour une distribution gaussienne du mode fondamental, le diamètre du champ du mode est donné par la relation [Eic05a]

$$2w_0 = 2r_C(0.65 + 1.619V^{-1.5} + 2.876V^{-6}). \quad (1.39)$$

1.3.4.2 Fibre à cristaux photoniques

Dans une fibre à cristaux photoniques la répartition du champ de mode est très proche d'une distribution gaussienne car le confinement du mode dans le cœur limite sa propagation dans

la microstructure. Le calcul du diamètre du champ de mode se fait de la même manière que dans les fibres classiques, avec des coefficients A , B , C et g différents [NMFB03]

$$2w_0 = 2r_C(0.7078V^{-0.2} + 0.2997V^{-1.5} + 0.0037V^{-6}). \quad (1.40)$$

1.3.5 Aire effective

L'aire effective du mode fondamental se propageant dans le cœur d'une fibre optique est un des paramètres les plus importants pour la conversion Raman car elle détermine l'intensité de l'onde de pompe (densité de puissance) pour une puissance de pompe injectée. Pour une distribution gaussienne du mode fondamental dans le cœur d'une fibre optique, l'aire effective A_{eff} correspond à la section du cœur dans laquelle se propage le mode fondamental

$$A_{eff} = \pi w_0^2. \quad (1.41)$$

1.3.6 Diffusion Raman stimulée dans les fibres optiques

1.3.6.1 Puissance seuil de conversion Raman Stokes et gain Raman

L'amplification Raman dans une fibre optique est gouvernée par le système d'équations couplées suivant [Isl04] :

$$\frac{dP_p}{dz} = -\frac{\lambda_S}{\lambda_p} g_R P_p P_S - \alpha_p P_p \quad (1.42)$$

$$\frac{dP_S}{dz} = g_R P_p P_S - \alpha_S P_S. \quad (1.43)$$

Ces équations couplées sont identiques aux Eq. (1.24) et (1.25), exprimées en termes de puissances lumineuses et incluant les coefficients d'absorption α_p et α_S , correspondant aux pertes de la fibre optique aux longueurs d'onde de pompe λ_p et Stokes λ_S . Pour déterminer la puissance seuil de conversion Raman, la résolution analytique de ces équations couplées nécessite de faire une approximation. Au seuil, la puissance de pompe est très grande par rapport à la puissance Stokes générée : la déplétion de la pompe est donc négligée en posant $g_R = 0$ dans l'Eq. (1.42). Par intégration de cette expression simplifiée

$$\frac{dP_p}{dz} = -\alpha_p P_p, \quad (1.44)$$

$P_p(z)$ devient

$$P_p(z) = P_0 e^{-\alpha_p z}. \quad (1.45)$$

En substituant cette expression dans l'Eq. (1.43), l'amplification de l'onde Stokes peut être ensuite obtenue par intégration sur la longueur de la fibre L

$$P_S(L) = P_S(0)e^{g_R P_0 L_{eff} - \alpha_S L}, \quad (1.46)$$

où L_{eff} est la longueur effective définie par l'Eq. (1.27). Dans le cas de l'émission spontanée, la puissance $P_S(0)$ correspond à la puissance d'un photon Stokes issu des fluctuations du vide, i.e.

$$P_S(0) = h\nu_S \Delta\nu, \quad (1.47)$$

où $\Delta\nu$ est la largeur à mi-hauteur de la courbe de gain Raman (Lorentzienne, cf. page 11). La puissance Stokes générée par émission spontanée au bout d'une longueur de fibre L est l'intégrale de $P_S(L)$ (Eq. (1.46)) sur toute la courbe de gain Raman $g_R(\nu_p - \nu_S)$

$$P_S(L) = \int_0^\infty h\nu_S e^{g_R(\nu_p - \nu_S) P_0 L_{eff} - \alpha_S L} d\nu_S. \quad (1.48)$$

La courbe de gain Raman est une lorentzienne centrée en ν_R , de valeur maximale $g(\nu_R)$, dont le développement en série entière est

$$g_R(\nu_p - \nu_S) = g(\nu) = \frac{g(\nu_R)}{1 + \left(\frac{\nu - \nu_R}{\Delta\nu/2}\right)^2} \approx g(\nu_R) \left[1 - \left(\frac{\nu - \nu_R}{\Delta\nu/2}\right)^2 + \dots \right]. \quad (1.49)$$

Les deux premiers termes de la série suffisent car seules les fréquences autour de ν_R apportent une contribution significative à l'intégrale. La puissance Stokes devient

$$P_S(L) = h e^{g(\nu_R) P_0 L_{eff} - \alpha_S L} \underbrace{\int_0^\infty \nu_S e^{-g(\nu_R) \left(\frac{\nu_p - \nu_S - \nu_R}{\Delta\nu/2}\right)^2} P_0 L_{eff} d\nu_S}_{-\frac{\sqrt{\pi}(\nu_R - \nu_p)^2}{2\sqrt{L_{eff} P_0 g(\nu_R) (\nu_R - \nu_p)^2 / (\Delta\nu)^2}}}. \quad (1.50)$$

En posant $G = g(\nu_R) P_0 L_{eff}$, et comme $(\nu_p - \nu_R) = \nu_S$, la puissance Stokes en sortie de fibre est

$$P_S(L) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} h\nu_S \frac{\Delta\nu}{\sqrt{G}} e^G e^{-\alpha_S L}. \quad (1.51)$$

Une puissance seuil P_{SR5} est définie à partir de cette égalité. Plusieurs définitions peuvent être trouvées dans la littérature (cf. [Smi72, SR04]) et dans cette étude c'est celle de Straka [SR04] qui a été retenue. Elle propose de définir le seuil de conversion Raman comme étant

la puissance à partir de laquelle 1 % de la puissance de pompe injectée P_0 est convertie en émission Stokes, i.e. $P_S(L) = 0.01 \times P_0$. En insérant cette égalité dans l'Eq. (1.51), la puissance seuil théorique est déterminée en résolvant l'équation

$$G_{SRS}^{3/2} e^{-G_{SRS}} = \frac{\sqrt{\pi}}{0.02} h\nu_S g(\nu_R) \Delta\nu L_{eff} e^{-\alpha_S L}. \quad (1.52)$$

Si la puissance seuil P_{SRS} est connue, alors il est possible de trouver la valeur maximale du gain Raman, qui est donnée par l'équation

$$G_{SRS}^{1/2} e^{-G_{SRS}} = \frac{\sqrt{\pi}}{0.02 P_{SRS}} h\nu_S \Delta\nu e^{-\alpha_S L}. \quad (1.53)$$

L'Eq. (1.53) permettra au chapitre II de calculer la valeur théorique du gain Raman dans une fibre dopée au GeO_2 pour la comparer à la valeur expérimentale (cf. § 2.5).

1.3.6.2 Gain Raman et état de polarisation

Le gain Raman est maximal si les ondes de pompe et Stokes ont même polarisation. Dans les fibres usuelles, l'état de polarisation d'une onde guidée varie au cours de la propagation le long de la fibre. Au seuil de conversion Raman, le signal Stokes généré a le même état de polarisation que l'onde de pompe, et sur une distance courte les faisceaux de pompe et Stokes subissent la même variation de polarisation, il n'y a donc aucune incidence sur la valeur du gain Raman. Cependant pour de longues distances (supérieures au kilomètre) les états de polarisation finissent par se décaler, et ainsi le gain peut être divisé par deux [Isl04]. Dans cette étude quelques dizaines de mètres de fibres au maximum sont utilisées, ainsi la dépolarisation des ondes de pompe et Stokes est négligeable et le gain Raman n'est pas modifié.

1.3.7 Utilisation d'autres matériaux : expression du gain Raman

Dès les années 1970, le dopage du cœur des fibres en silice avec des oxydes comme GeO_2 , B_2O_3 ou P_2O_5 a permis de réaliser des lasers Raman à fibre ayant un gain plus élevé. L'augmentation de la valeur maximale du gain Raman est en fait liée à celle de la section efficace de diffusion spontanée du dopant $\frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega}$. Un facteur correctif M permet de retrouver la valeur relative du gain Raman du milieu considéré par rapport à celle de la silice [GMGM78]

$$M = \frac{n_{dopant}^2}{(1 - R_{dopant})^2} \times \frac{(1 - R_{SiO_2})^2}{n_{SiO_2}^2}, \quad (1.54)$$

où R_i est le coefficient de réflexion (de Fresnel) à l'interface air/milieu i

$$R_i = \left(\frac{n_i - 1}{n_i + 1} \right)^2. \quad (1.55)$$

Le gain Raman relatif du matériau par rapport à celui de la silice est

$$\frac{g_{R,dop}}{g_{R,SiO_2}} = \frac{1}{M} \left(\frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega} \right)_{dop} \left(\frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega} \right)_{SiO_2}^{-1}. \quad (1.56)$$

A titre d'exemple, P_2O_5 possède une section efficace de diffusion spontanée 5.7 fois plus élevée que celle de SiO_2 et a un indice de 1.55 à 514 nm (indice de la silice : 1.46). Par conséquent pour ce matériau $M = 1.16$ et la valeur maximale du gain Raman est 4.9 fois plus importante que celle de la silice, pour une excitation à la même longueur d'onde de pompe.

Conclusion du chapitre I

Les principes décrits dans ce chapitre ont fixé les éléments théoriques nécessaires à la description du phénomène de conversion Raman dans les fibres optiques. L'étude de ces différents points permet de déterminer les caractéristiques des fibres optiques essentielles à une conversion Raman efficace, qui sont :

- une densité de puissance suffisante de manière à atteindre le seuil de conversion Raman. Pour cela il est nécessaire de disposer d'une fibre optique ayant une aire effective suffisamment faible pour augmenter la densité de puissance contenue dans le mode fondamental ;
- une longueur effective suffisante pour que le seuil de conversion Raman puisse être atteint. Dans le cas de l'utilisation d'une source de pompe délivrant des impulsions gaussiennes (durée d'impulsion t_p , cadence de répétition f_{rep}) le seuil est déterminé par la puissance crête \hat{P}

$$\hat{P} = \frac{\bar{P}}{\sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2} t_p f_{rep}}}, \quad (1.57)$$

où \bar{P} est la puissance moyenne de pompe. Ainsi, contrairement au domaine des télécommunications où les puissances continues appliquées sont au maximum de quelques centaines de milliwatts correspondant à des longueurs effectives de l'ordre de plusieurs kilomètres, la longueur utile de la fibre peut être réduite à quelques dizaines de mètres.

Dans la suite on étudie la conversion Raman dans deux types de fibres :

- une fibre en silice à saut d'indice, à cœur dopé au GeO_2 , pour convertir le rayonnement issu d'un laser à fibre impulsionnel $\text{Tm}:\text{SiO}_2$ vers la bande I entre 2.1 et 2.2 μm . Cette application est décrite au chapitre II ;
- une fibre creuse à cristaux photoniques, remplie de gaz (méthane) comme milieu convertisseur, pompée par le même laser à fibre impulsionnel. Il s'agit d'évaluer la faisabilité d'un convertisseur Raman en bande II entre 4 et 5 μm . Ces travaux sont décrits au chapitre III.

Chapitre 2

Conversion Raman en bande I dans une fibre pleine dopée au GeO₂

Sommaire

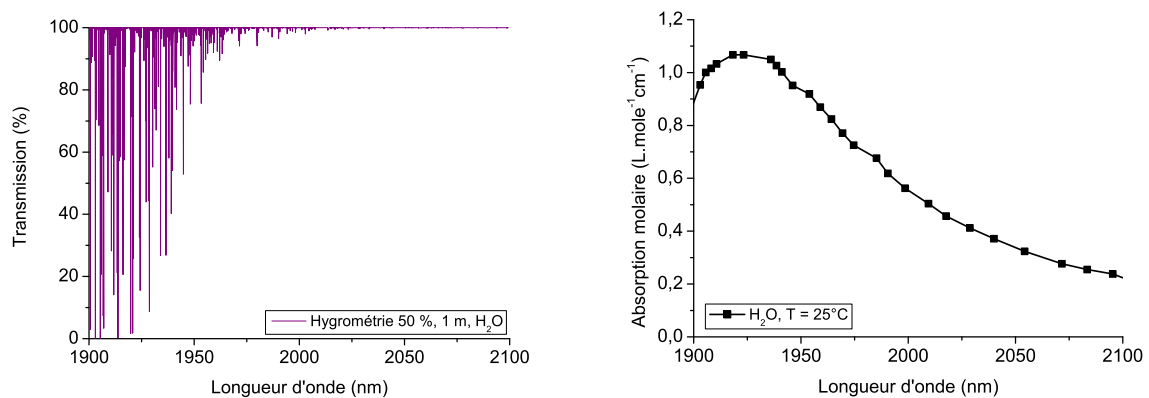
Introduction du chapitre II	27
2.1 Etude bibliographique : fibres dopées au GeO₂ et conversion Raman	29
2.1.1 Définition d'un système de contre-mesures optroniques en bande I basé sur la conversion Raman	29
2.1.2 Utilisation de fibres dopées au GeO ₂ pour la conversion Raman	31
2.1.3 Estimation du gain Raman dans les fibres dopées au GeO ₂	33
2.2 Simulation de la conversion Raman dans une fibre à structure classique	36
2.2.1 Modélisation de la conversion Raman dans les fibres optiques : état de l'art	36
2.2.2 Equations décrivant le processus de conversion	38
2.2.3 Propriétés intrinsèques des fibres optiques	42
2.2.4 Modélisation numérique de la conversion Raman en quasi-CW dans les fibres optiques à cœur solide	44
2.3 Validation de la modélisation	56
2.3.1 Exemple de configuration et de résultats expérimentaux	56
2.3.2 Comparaison entre simulation et résultats expérimentaux	57
2.4 Expériences de conversion Raman en bande I	59
2.4.1 Caractéristiques de la source de pompe	60
2.4.2 Réalisation d'une isolation optique et d'un atténuateur variable	66
2.4.3 Caractéristiques du milieu convertisseur - fibre dopée au GeO ₂	69

2.4.4	Dispositif expérimental utilisé pour les mesures effectuées en simple-passage de pompe	73
2.4.5	Mesure de la qualité du faisceau Stokes	79
2.4.6	Etude de la conversion Raman à 60 kHz	80
2.4.7	Comportement en fonction de la cadence de répétition : résultats . . .	88
2.5	Comparaison Modélisation/Expérience - Mesures à 60 kHz	90
2.5.1	Comparaison entre les puissances mesurées et simulées	93
2.5.2	Comparaison entre les spectres mesuré et simulé	97
2.6	Perspectives : modélisation de miroirs à réseaux de Bragg	98
	Conclusion du chapitre II	101

Introduction du chapitre II

La plage spectrale qui s'étend entre 1.9 et 2.1 μm présente d'importantes variations de la transmission atmosphérique et de celle de l'eau, de sorte que les sources laser qui opèrent dans ce domaine de longueurs d'onde trouvent un vaste champ d'applications.

En médecine, grâce à l'absorption de l'eau (cf. Fig. 2.1) contenue à près de 75 % dans les tissus biologiques, le rayonnement entre 1.9 et 2 μm bénéficie d'un bon couplage avec une profondeur d'interaction adaptée suivant la source laser utilisée.



(a) Vapeur d'eau (taux d'hygrométrie : 50 %) d'après la base de données HITRAN

(b) Eau liquide [JBSE03]

FIG. 2.1 – Courbes de transmission de la vapeur d'eau (a) et d'absorption de l'eau liquide (b) entre 1.9 et 2.1 μm .

Dans le domaine militaire, pour des longueurs d'onde au-delà de 2 μm où la transmission atmosphérique devient plus élevée, des systèmes de contre-mesures optroniques (CMO) sont développés pour la lutte anti-missiles. En effet, malgré le développement des autodirecteurs de génération plus récente basés sur l'imagerie, c'est la menace terroriste des missiles de première génération (à réticule) qui opèrent dans la bande I (2.0 à 2.2 μm) qui reste la plus probable.

Pour ces deux applications, aussi bien en médecine (pour le transport de faisceaux dans les endoscopes) que dans le domaine militaire (pour la réalisation d'un système fiable et compact de CMO), l'architecture « tout fibres » présente un intérêt certain.

Malheureusement, les performances des lasers à fibres émettant directement entre 2.1 et 2.2 μm sont à l'heure actuelle très modestes. Mis à part les lasers à fibre en verre fluoré dopé holmium, des sources à fibres en silice à cœur dopé thulium (Tm) ou codopé thulium/holmium (Tm/Ho) sont principalement mises en œuvre. Les premiers ne permettent pas de dépasser 2.05 μm [EJ07], les seconds atteignent certes les 2.12 μm mais avec un rendement différentiel limité à 36 %, dans des conditions expérimentales très particulières (le codopage Tm/Ho provoque un échauffement accru de la fibre, ce qui nécessite d'utiliser un système de refroidissement à eau dès qu'une puissance élevée est souhaitée [Jac06, EJ08]). Ainsi, il est devenu préférable de recourir à une architecture constituée par un laser à fibre ayant une grande efficacité (par exemple le laser à fibre silice dopée thulium), qui pompe un convertisseur non linéaire. La génération d'une onde Raman Stokes dans une fibre apparaît comme le mode de conversion le plus approprié. L'architecture pour sa mise en œuvre est présentée Fig. 2.2.

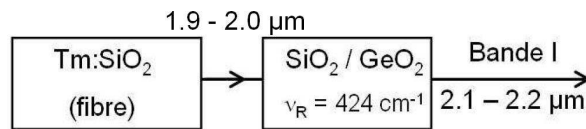


FIG. 2.2 – Architecture basée sur la conversion Raman permettant d'atteindre la bande I entre 2.1 et 2.2 μm .

La large bande d'émission du laser à fibre de pompage permettra de couvrir une plage de longueurs d'onde importante en sortie de convertisseur Raman. De plus, la mise en œuvre de fibres en silice ayant un fort dopage en oxyde de germanium permet de réduire sensiblement l'atténuation que présente la silice pure au-delà de 2.1 μm .

Pour les applications de contre-mesures optroniques, une émission du convertisseur Raman au-delà de 2.1 μm permettrait aussi le pompage d'un OPO (par exemple GaAs en quasi-accord de phase) pour générer deux ondes (signal et complémentaire) situées dans les parties utiles de la bande II où la transmission atmosphérique est élevée (4.0 à 4.1 μm et 4.6 à 4.8 μm).

Par sa nature, le laser à fibre est adapté à un régime de fonctionnement quasi-continu à haute cadence avec des impulsions courtes (i.e. quelques dizaines de nanosecondes). Comme ce mode de fonctionnement des convertisseurs Raman à fibre n'a pas, à notre connaissance, encore été étudié par d'autres expérimentateurs, il a paru important de développer une simulation numérique qui prend en compte aussi bien les caractéristiques de la source de pompage que les

paramètres de la fibre Raman.

Ainsi, après avoir présenté une étude bibliographique sur les fibres optiques dopées au GeO₂ et la conversion Raman dans ce type de fibres (§ 2.1), ce chapitre décrit la modélisation numérique développée (§ 2.2 et § 2.3) et présente les expériences de conversion Raman réalisées en bande I avec les résultats détaillés (§ 2.4). On conclut par une comparaison entre résultats expérimentaux et modélisation (§ 2.5).

2.1 Etude bibliographique : fibres dopées au GeO₂ et conversion Raman

Ce paragraphe présente les caractéristiques des fibres à cœur dopé au GeO₂ ainsi que l'état de l'art concernant la conversion Raman dans ces fibres.

2.1.1 Définition d'un système de contre-mesures optroniques en bande I basé sur la conversion Raman

Pour l'application brouillage en bande I, l'utilisation de la fréquence Raman de la silice à 440 cm⁻¹ est intéressante. L'injection d'une pompe à une longueur d'onde de 1.95 μm dans ce matériau génère une longueur d'onde Stokes à 2.13 μm, bien placée dans la gamme spectrale visée, i.e. entre 2 et 2.2 μm. Cependant, la forte atténuation de la silice pure pour des longueurs d'ondes supérieures à 2.1 μm constitue un handicap. Il était donc nécessaire de trouver un matériau ayant une fréquence de conversion Raman proche de celle de la silice mais avec une atténuation réduite.

A partir de 1970 de nouvelles fibres optiques ont commencé à se développer, comme celles en silice dopée au GeO₂ ou encore en verre fluoré (ZBLAN). La Fig. 2.3 montre l'atténuation de la silice F300 entre 500 et 2200 nm (a) ainsi que la transmission de différents verres pouvant être utilisés pour la fabrication des fibres entre 0.2 et 10 μm (b).

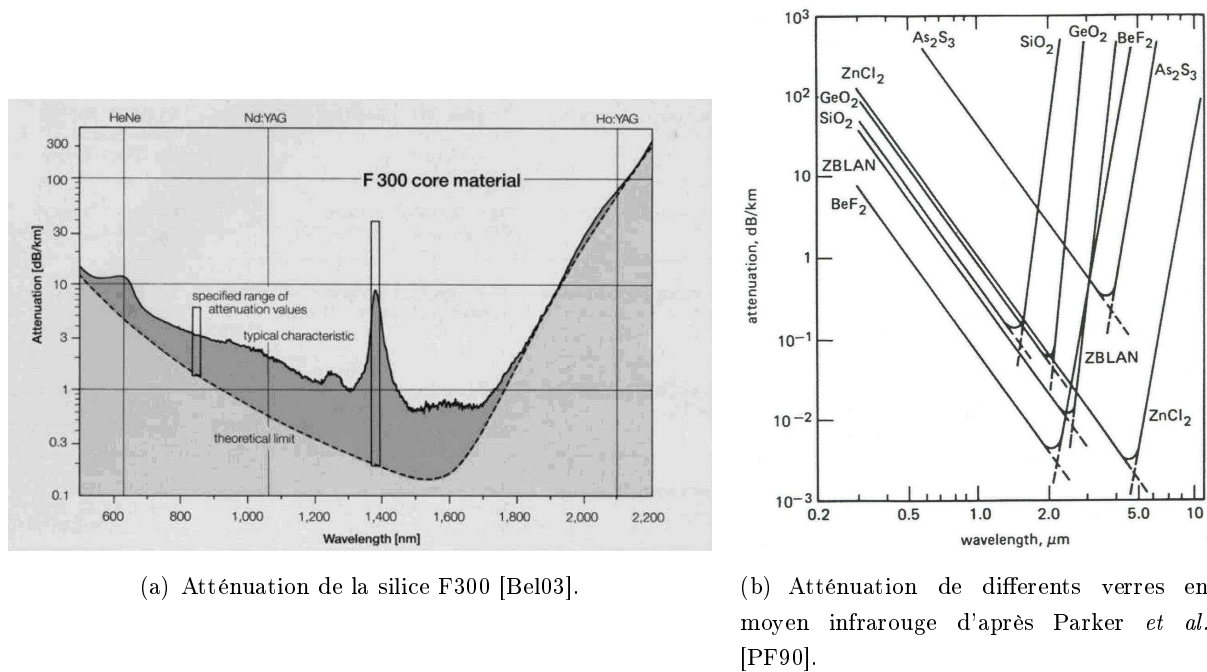


FIG. 2.3 – Courbes d'atténuation de différents verres utilisés pour la fabrication des fibres optiques. La silice F300 (a) est utilisée par Crystal Fibre pour la réalisation de fibres creuses.

Contrairement à la silice qui a une atténuation supérieure à 10 dB/km à $2 \mu\text{m}$, l'oxyde de germanium (GeO_2) guide la lumière avec une atténuation inférieure à 0.1 dB/km à $2 \mu\text{m}$.

La Fig. 2.4 représente les courbes relatives d'intensité des spectres Raman d'échantillons purs de différents verres [GMGM78], parmi lesquels SiO_2 et GeO_2 . Elle indique que les bandes de vibration Raman des verres de SiO_2 et GeO_2 purs sont très proches (maxima centrés à 440 et 420 cm^{-1} , respectivement). Les intensités relatives des spectres Raman sont représentées par rapport à celle de la silice, normée à 1. L'intensité relative du gain Raman dans GeO_2 pur est 7.4 fois plus importante que dans la silice, correspondant à une section efficace d'émission stimulée 9.2 fois plus grande que celle de SiO_2 [GMGM78]. D'autres oxydes, comme P_2O_5 ou B_2O_3 , ont également des intensités relatives importantes par rapport à celles de la silice mais avec des bandes de vibration décalées. GeO_2 semble donc être un matériau ayant un potentiel très intéressant pour des sources destinées à des contre-mesures optiques entre 2 et $2.2 \mu\text{m}$, c'est pourquoi à l'ISL des fibres optiques dopées en oxyde de germanium ont été utilisées pour la conversion Raman dans des fibres en bande I.

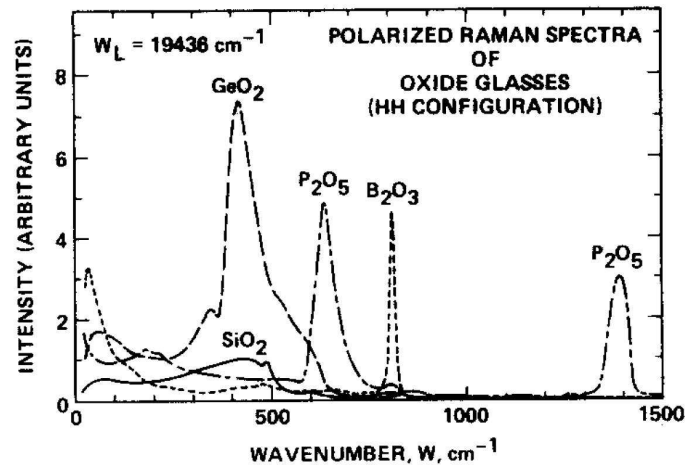


FIG. 2.4 – Spectres Raman relatifs pour différents verres d'après [GMGM78].

GeO_2 est un matériau utilisé couramment dans la fabrication des fibres optiques : depuis plus de trente ans, la silice dopée en oxyde de germanium (jusqu'à 10 % environ) est mise en œuvre dans le domaine des télécommunications à cause de ses excellentes propriétés physiques [DM05]. La fabrication de fibres en silice à forts pourcentages de dopage en GeO_2 n'est pas évidente. Plusieurs laboratoires japonais ont essayé de réaliser ce type de fibre en variant les techniques de fabrication, et ont rencontré de nombreuses difficultés [DM05] : atténuation importante (de l'ordre de 400 dB/km), absorption due à la forte concentration d'ions OH ou à une gaine polymérique inappropriée, sensibilité des fibres à l'humidité ... Le laboratoire le plus avancé dans ce domaine, capable de fabriquer et de proposer des fibres à fort dopage en GeO_2 (i.e. supérieur à 50 %) est le Fiber Optics Research Center (FORC) de Moscou (Russie). Ainsi, des fibres dopées en GeO_2 jusqu'à un taux de 98 % ont été développées [DM05] dans ce laboratoire dès 1995.

2.1.2 Utilisation de fibres dopées au GeO_2 pour la conversion Raman

Les fibres optiques en silice sont couramment employées dans des expériences de conversion Raman dans le domaine du visible et des télécommunications. Dans les années 1970, la spectroscopie Raman était utilisée pour déterminer avec précision la concentration des dopants dans le cœur des fibres [WS75]. Après 1975, sont apparus les premiers lasers Raman à fibre dans le domaine du visible. Des recherches de nouveaux matériaux ayant de meilleures caractéristiques que la silice pour la conversion Raman ont alors débuté : ainsi, la section efficace de diffusion Raman stimulée de certains verres a été mesurée ainsi que leur spectre Raman dans le but d'atteindre de nouvelles gammes spectrales [GMGM78].

Dans les années 1980, la diffusion Raman d'une onde de pompe vers des ordres Stokes successifs a été mise en œuvre pour produire les premiers convertisseurs Raman accordables à fibre : en injectant un faisceau de pompe issu d'un laser Nd:YAG à 1.06 μm dans une fibre à cœur de silice légèrement dopée au GeO₂, le rayonnement Stokes généré a permis d'atteindre la longueur d'onde de 1.36 μm après une cascade de cinq ordres Stokes successifs [Byr84]. Cette longueur d'onde est utilisable dans le domaine des télécommunications, notamment pour la réalisation d'amplificateurs optiques. A cette époque, la technique de fabrication des fibres optiques ne permettait pas d'obtenir un dopage supérieur à 20 % dans la silice [Fle84]. A partir de 1985, des mesures de gain Raman dans des fibres dopées avec 10 % d'oxyde de germanium (Δn jusqu'à 1%) ont été réalisées [TNN85], nécessitant plusieurs kilomètres de longueur de fibre car la puissance laser crête disponible restait relativement faible (quelques watts).

Dans les années 1990, l'amplification Raman fibrée a commencé à se développer. Elle permet d'augmenter la distance entre les répéteurs dans les systèmes à multiplexage de longueur d'onde : l'idée était d'utiliser le signal Stokes pour compenser les pertes dues à l'atténuation de la fibre. Il s'agissait de connaître précisément l'allure des courbes de gain Raman des fibres dopées au GeO₂ ainsi que la valeur du gain, à partir d'un profil d'indice donné [Kan02].

Vers 1995, une équipe du Fiber Optics Research Center (FORC) de Moscou commence à réaliser les premières fibres en silice fortement dopées au GeO₂ (35 % de dopage en 1996 [DMN⁺97], 50 % en 2004 [MND⁺04] et jusqu'à 98 % en 2005 [DM05]). Ces fibres ont été utilisées pour des expériences de conversion Raman à des longueurs d'onde entre 1.1 et 2.2 μm .

- En pompant une fibre à cœur dopé au GeO₂ à 75 % avec un laser à 1.07 μm (laser à fibre Yb continu), une émission Stokes a été générée à 1.12 μm . Cette expérience a permis d'évaluer le gain Raman dans cette fibre à environ 300 dB/(km.W).
- En utilisant une source de pompe à 1.47 μm (oscillateur Raman convertissant le rayonnement continu d'un laser Yb dans une fibre dopée au phosphore), un rayonnement Stokes a été généré à 1.57 μm avec un gain expérimental de 115 dB/(km.W).
- Des convertisseurs Raman à fibre dopée au GeO₂ émettant à plus de 2 μm en continu sont en cours de développement. En 2004, les premiers essais ont consisté à utiliser une source de pompe à 1608 nm pour atteindre les 2.2 μm par conversions Stokes successives

[DBM⁺04]. Plus récemment, associés à une équipe du Femtosecond Optics Group de Londres, les chercheurs du FORC, utilisant un laser commercial à fibre dopée Tm (IPG Photonics), ont pu convertir un rayonnement de pompe à 1938 nm en émission Stokes à 2.105 μm dans une fibre à cœur dopé au GeO₂ à 75 % [CPT⁺07].

En tant que précurseurs des fibres à cœur fortement dopé au GeO₂, ils bénéficient également sur place de la technologie permettant d'optimiser l'inscription de miroirs à réseaux de Bragg à l'aide de lasers UV. Il leur a ainsi été possible de dépasser facilement le stade du simple-passage de pompe et de travailler en cavité avec des miroirs à réseaux de Bragg. Les résultats les plus récents font état de 6.8 W de puissance Stokes (1.7 W moyen avec un obturateur à rapport cyclique de 25 %), correspondant à un rendement différentiel de 58 % à 2.1 μm [CPT⁺07].

2.1.3 Estimation du gain Raman dans les fibres dopées au GeO₂

Le gain Raman g_R dans une fibre optique est donné par

$$g_R = \frac{g_0}{A_{eff}}, \quad (2.1)$$

où g_0 est le coefficient de gain Raman en $m.W^{-1}$ et A_{eff} l'aire effective de la fibre en m^2 . Dans cette partie il s'agit de déterminer le coefficient de gain Raman des fibres dopées au GeO₂, pour une forte concentration de dopant dans le cœur, i.e. supérieure à 50 %.

Dans la littérature, de nombreuses formules empiriques ont été données, surtout pour des dopages faibles de germanium (jusqu'à quelques %), ce qui n'est pas le cas de la fibre utilisée dans cette étude (dopage au GeO₂ supérieur à 60 %). Nous n'avons pas trouvé de valeurs concordantes pour les fibres à dopage élevé [TNN85, GMGM78, FNZ⁺04, Kan02].

Dans la plupart des articles, seule une estimation de la valeur du gain dans des fibres faiblement dopées est fournie. La différence d'indice relative Δ est donnée par

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} = \frac{ON^2}{2n_1^2}, \quad (2.2)$$

où n_1 et n_2 sont les indices du cœur et de la gaine, respectivement, et ON est l'ouverture numérique de la fibre (cf. Chapitre I). De nombreuses études se basent sur un calcul de g_{GeO_2} à partir du coefficient de gain Raman de la silice pure g_{SiO_2} . Dès 1985, Nakashima [TNN85] propose une formulation du coefficient de gain Raman g_{GeO_2} de la façon suivante :

$$g_{GeO_2} = g_{SiO_2}(1 + 80\Delta), \quad (2.3)$$

pour une longueur d'onde de pompe de 1.34 μm , générant un premier ordre Stokes à 1.42 μm ce qui correspond à une fréquence de conversion Raman de 420 cm^{-1} . Cette formule est valable pour une valeur de Δ inférieure ou égale à 0.01, ce qui est loin d'être le cas de la fibre utilisée dans cette étude pour laquelle $\Delta \approx 0.065$ (cf. § 2.4.3). De plus, cette formule limite la valeur maximale du coefficient de gain à $g_{\text{GeO}_2} = 1.8 \times g_{\text{SiO}_2}$ ce qui contredit Galeener [GMGM78] pour qui l'intensité relative du gain Raman dans le GeO₂ pur est 7.4 fois plus importante que dans la silice (cf. § 2.1.1). Il est néanmoins possible d'estimer un ordre de grandeur du coefficient de gain Raman pour une pompe à 1.34 μm , en considérant que le coefficient de gain Raman dans la silice est égal à [TNN85]

$$g_{\text{SiO}_2} \approx 7.4 \times 10^{-14} \text{ m.W}^{-1}. \quad (2.4)$$

Le coefficient de gain Raman g_{GeO_2} correspondant serait donc, pour un pompage à 1.42 μm ,

$$g_{\text{GeO}_2} \approx 7.4 \times 10^{-14} (1 + 80 \times 0.065) = 4.59 \times 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}. \quad (2.5)$$

Pour calculer le coefficient de gain Raman lorsque la fibre est pompée vers 1.95 μm par exemple, il est nécessaire de tenir compte du facteur d'échelle décrit par l'Eq. (2.6) car le coefficient de gain Raman est inversement proportionnel à la longueur d'onde Stokes (cf. Chapitre I et [Eic05a]) :

$$g_{\text{GeO}_2}(\lambda'_p) = \frac{\lambda_S}{\lambda_{S'}} g_{\text{GeO}_2}(\lambda_p), \quad (2.6)$$

soit un coefficient de gain Raman de

$$g_{\text{GeO}_2}(\lambda_{p'}) = \frac{\lambda_S}{\lambda_{S'}} g_{\text{GeO}_2}(\lambda_p) = \frac{1.42}{2.12} \times 4.59 \times 10^{-13} = 3.07 \times 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}. \quad (2.7)$$

Cette valeur du coefficient de gain, très élevée, se base sur l'hypothèse d'utilisation de fibres à faible Δ qui n'est pas applicable ici.

D'autres références bibliographiques tiennent compte d'un profil d'indice arbitraire. Par exemple, une autre formulation du coefficient de gain Raman dans une fibre à cœur de silice dopée au GeO₂ est donnée par Fukai [FNZ⁺04] :

$$g_{\text{GeO}_2} = 2.75 \times 10^{-14} + 2.16 \times 10^{-14} \Delta, \quad (2.8)$$

pour une fréquence de conversion Raman de 430 cm^{-1} , une pompe à 1.45 μm et un premier ordre Stokes à 1.55 μm . En appliquant cette formule et en tenant compte du facteur d'échelle (2.6), la valeur du coefficient de gain obtenue pour une pompe à 1.95 μm est $g_{\text{GeO}_2}(1.95\mu\text{m}) = 2.1 \times 10^{-14} \text{ m.W}^{-1}$. Cette valeur est sept fois plus faible que celle obtenue à partir de [TNN85] mais cependant plus réaliste, car théoriquement applicable pour un

profil d'indice arbitraire (aucune restriction n'est faite sur le taux de concentration de GeO₂ dans le cœur de la fibre utilisée).

Kang [Kan02] a défini le coefficient de gain Raman en fonction de la différence d'indice de réfraction entre le cœur dopé au GeO₂ et la gaine de silice, ainsi que du pourcentage de GeO₂ dans le cœur. Ici encore, aucune restriction n'est faite concernant le pourcentage de dopant dans la silice.

$$g_{GeO_2} = \frac{n_2^2}{2n_1^2} \frac{1}{\lambda_S} [1.046 + 0.0833 x_{GeO_2}] \times 10^{-13} \quad (2.9)$$

où x_{GeO_2} représente le pourcentage de dopant, le coefficient 1.046×10^{-13} correspond à la valeur du coefficient de gain Raman de la silice pure en $m.W^{-1}$ et le coefficient 0.0833 est un facteur de régression linéaire dû au dopage du cœur en oxyde de germanium [Kan02]. Ces deux valeurs sont prises au pic de la courbe de gain Raman de la silice pure, pour une fréquence de conversion Raman égale à $\nu_R = 440 \text{ cm}^{-1}$. Dans l'Eq. (2.9), le facteur d'échelle $1/\lambda_S$ (en μm^{-1}) est inclus, et le coefficient 2 au dénominateur est dû au caractère non polarisé du faisceau. En appliquant cette formule à la fibre utilisée dans cette étude (dopage du cœur 63 %, aire effective $55 \mu m^2$, différence relative d'indice $\Delta = 0.065$ (cf. Eq. (2.2)), la valeur du coefficient de gain Raman pour un pompage à $1.95 \mu m$ est égale à $g_{GeO_2}(1.95 \mu m) = 1.30 \times 10^{-13} m.W^{-1}$.

L'article le plus pertinent pour notre étude est certainement celui de Cumberland [CPT⁺07], qui a utilisé une fibre du FORC dopée au GeO₂ à 75 % pour convertir le rayonnement continu (CW) à $1.938 \mu m$ d'un laser à fibre dopée thulium commercial en un rayonnement Stokes à $2.105 \mu m$. La fibre (longueur 26.3 m, aire effective $4.9 \mu m^2$) est placée dans une cavité constituée de miroirs à réseaux de Bragg pour le premier ordre Stokes uniquement : un miroir HR en entrée et un coupleur de sortie ayant un coefficient de réflexion de 50 %. Une puissance Stokes maximale de 4.6 W a été obtenue, pour 15.5 W injectés. Le gain Raman a été évalué à $g_R = (3.7 \pm 0.4) W^{-1} km^{-1}$ soit d'après l'Eq. (2.1) $g_{GeO_2} = (1.82 \pm 0.2) \times 10^{-14} m.W^{-1}$ à $2.105 \mu m$. Cette valeur se rapproche de celle prévue par Fukai [FNZ⁺04]. Comparée à l'expérience de Cumberland, notre étude se limite à une configuration simple passage de pompe (pas de cavité) avec une fibre d'une trentaine de mètres de longueur. Cependant, contrairement au fonctionnement en CW, le fait d'utiliser une source de pompe impulsionnelle haute cadence permet de travailler avec des impulsions gaussiennes dont la puissance crête de pompe peut atteindre plusieurs centaines de watts.

Une autre difficulté pour l'évaluation du coefficient de gain Raman est que le champ est éva-

nescent (une partie du champ se propage dans la gaine non dopée au GeO₂) ce qui impose une pondération du gain. Après avoir consulté des spécialistes du FORC et notamment V. Mashinsky, chargé de la conception et de la caractérisation de ces fibres fortement dopées GeO₂, il s'avère qu'aucune loi (théorique ou empirique) permettant d'estimer le coefficient de gain Raman en fonction du dopage en GeO₂ n'existe pour le moment. Les seules mesures de gain Raman dans des fibres à fort dopage en GeO₂ ont été réalisées dans une fibre dopée à 75 % et monomode [CPT⁺07]. Pour la fibre utilisée dans cette étude (multimode, 63 % de dopage en GeO₂), aucune valeur de gain expérimentale n'était disponible. La valeur du coefficient de gain Raman sera estimée à l'aide de la modélisation numérique lorsqu'il s'agira de comparer résultats expérimentaux et théoriques (cf. 2.5).

2.2 Simulation de la conversion Raman dans une fibre à structure classique

Cette partie présente le développement d'une modélisation numérique de la conversion Raman dans des fibres optiques conventionnelles (i.e. fibres monomodes à cœur solide et à saut d'indice). L'interface graphique de modélisation proposée a été conçue sous Borland Developer Studio 2006, en particulier Borland C++ Builder utilisant le langage de programmation C++. Comparé à la modélisation de la conversion Raman dans les gaz décrite au § 3.3, le calcul dans les fibres à cœur solide est complexe. En effet il est nécessaire de tenir compte de nombreux paramètres, par exemple du profil spectral du gain Raman de la fibre, qui dans le cas des gaz se limite à la largeur spectrale de la vibration. Pour le méthane celle-ci est de l'ordre du GHz alors qu'elle est de quelques THz pour la silice, par exemple.

Le but de cette simulation est de visualiser, pour une impulsion de pompe donnée, les répartitions temporelle et spectrale à la sortie d'une fibre optique après injection et propagation dans le milieu convertisseur, quelle que soit la configuration du système modélisé (simple-passage de pompe ou cavité). Cette simulation fait l'objet d'une publication soumise au journal IEEE Journal of Quantum Electronics (cf. Annexe A).

2.2.1 Modélisation de la conversion Raman dans les fibres optiques : état de l'art

La modélisation de la conversion Raman dans les fibres optiques a déjà fait l'objet de nombreuses publications. La plupart des études publiées visent à expliquer simplement cet effet non-linéaire, en tenant compte des valeurs d'atténuation de la fibre aux longueurs d'onde de pompe, de celle du premier et parfois du second ordres Stokes. Généralement seules des ondes

monochromatiques sont modélisées, et pour le gain Raman la valeur se limite au maximum de la courbe de gain Raman du milieu $g_R(\nu_R)$ [Bro04].

En 1991, une étude plus poussée de Liu *et al.* a cherché à expliquer la propagation d'une impulsion de pompe dans une fibre en silice en considérant le spectre de gain Raman de ce matériau [LG91]. Malgré une description complète de la répartition spectrale des ordres Stokes successifs, ce modèle ne tenait pas compte de la génération possible d'une émission anti-Stokes ni de la possibilité d'étudier la conversion Raman dans une cavité. La modélisation de l'oscillation Raman en cavité a débuté après 1995 [VAD98], malgré cela elle n'inclut pas suffisamment de paramètres.

Une autre modélisation proposée en 2003 par Cierullies *et al.* [CRB03] tient compte de la cavité et inclut la contribution de l'onde anti-Stokes. Cependant dans les hypothèses de départ, l'émission spontanée amplifiée (Amplified Spontaneous Emission, ASE) est négligée. De plus, ces études sont envisagées uniquement en régime continu. Malgré la prise en compte des courbes de gain Raman et d'atténuation linéique de la fibre, le calcul a été effectué pour des raies d'émission discrètes sans tenir compte de la largeur de raie de la pompe.

L'importance de l'ASE dans la modélisation de la conversion Raman a été soulignée dans une autre étude publiée en 2003 par André *et al.* [PAJT⁺03], mais toujours en régime continu, et des travaux plus récents (à partir de 2005, [Wan05, HNZN06]) ne tiennent que rarement compte de la courbe de gain Raman en se limitant à la génération ou à l'amplification de raies d'émission discrètes.

Toutes ces études sont insuffisantes pour modéliser correctement l'application de conversion Raman impulsionnelle dans une fibre optique, pour des impulsions gaussiennes de quelques dizaines de nanosecondes à haute cadence de répétition. Le modèle proposé dans cette étude est basé sur la propagation d'une répartition spectrale injectée dans une fibre optique et tient compte de plusieurs effets :

- ASE et diffusion Raman stimulée (stimulated Raman scattering, SRS) pour la répartition spectrale considérée, sans qu'aucune distinction ne soit faite entre onde de pompe, Stokes ou anti-Stokes ;
- profils spatial et temporel de l'impulsion de pompe injectée dans la fibre Raman ;
- courbe de gain du milieu Raman $g_R(\nu_R)$;
- courbes d'atténuation $\alpha(\lambda)$ et de rétrodiffusion de Rayleigh $\gamma(\lambda)$ de la fibre ;
- dans le cas d'un oscillateur (cavité), les coefficients de réflexion des miroirs (cavité ex-

terne avec une valeur de rendement d'injection fixée, ou cavité à réseaux de Bragg inscrits dans la fibre optique) de part et d'autre du milieu Raman et leur influence sur la puissance Stokes en sortie de fibre.

Cette modélisation permet de calculer et de visualiser la répartition spectrale des différentes ondes générées (pompe résiduelle, premier ordre Stokes ou/et anti-Stokes par exemple) à la sortie du milieu convertisseur. Elle renseigne aussi sur la forme temporelle de l'impulsion, information utile pour l'étude de la propagation d'une impulsion dans une cavité (réflexions successives sur les miroirs de cavité).

Dans le cadre de cette étude, la contribution de certains effets peut être négligée : parmi ceux-ci, la dispersion, de l'ordre de la ps.nm.km⁻¹ est négligeable à cause de

- la faible longueur de fibre (quelques mètres voire quelques dizaines de mètres) ;
- la longue durée des impulsions (dizaines de nanosecondes).

Le mélange à quatre longueurs d'onde peut également être négligé, car les longueurs d'onde de pompe et Stokes sont loin de la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre (environ 1.3 μm). La largeur de raie de la pompe, de l'ordre de 750 GHz, est beaucoup plus élevée que celle de la raie Brillouin (environ 100 MHz), ce qui rend également négligeable la contribution de la diffusion Brillouin dans le milieu convertisseur [Eic05a].

Dans le paragraphe suivant, de manière à inclure les différents effets énumérés ci-dessus (ASE, SRS, etc.) et pour comprendre leur contribution dans le processus de conversion Raman, les interactions entre les photons de pompe, les photons diffusés et les phonons seront représentées sous la forme de diagrammes d'interaction et les équations correspondantes seront établies.

2.2.2 Equations décrivant le processus de conversion

Dans le cas de la modélisation de la conversion Raman Stokes, l'onde de pompe sera celle dont la longueur d'onde est la plus basse. L'onde Stokes correspondra au rayonnement converti vers les longueurs d'ondes supérieures. Pour la génération d'une onde anti-Stokes, ces considérations seront inversées et ceci pour chaque impulsion injectée, à chaque étape du processus de conversion.

A la base des équations représentant les processus de conversion décrits dans les diagrammes suivants, une hypothèse est faite concernant chaque entité (photon ou phonon) entrant en jeu. Dans chaque cas de figure, au moins une de ces entités est non-virtuelle, i.e. reliée à une

valeur de puissance réelle.

2.2.2.1 Emission spontanée amplifiée

A l'origine du processus de conversion Raman, la puissance de pompe ainsi que des fluctuations du vide à la longueur d'onde convertie donnent naissance à des photons décorrélés, appelés photons ASE¹. La puissance lumineuse de ces fluctuations du vide, pour un mode de propagation donné et dans un intervalle spectral $\Delta\nu_i$ est égale à [Eic05a] :

$$P_{ASE,i} = 2h\nu_i\Delta\nu_i. \quad (2.10)$$

h est la constante de Planck, $\Delta\nu_i$ la résolution spectrale du programme et i l'indice correspondant à la longueur d'onde λ_i

$$\Delta\nu_i = \frac{d\lambda}{\lambda_i^2}, \quad (2.11)$$

où $d\lambda$ est le pas spectral choisi par l'utilisateur du programme. Les diagrammes (A) et (B) de la Fig. 2.5 représentent les deux processus devant être pris en compte dans le cas de l'ASE Stokes ainsi que les équations décrivant ces effets.

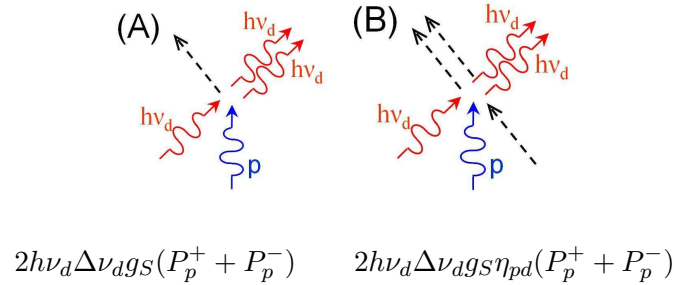


FIG. 2.5 – Génération de photons Stokes par ASE. Les phonons sont représentés en pointillés.

- Dans le cas (A), un photon de pompe de puissance P_p et un photon Stokes décorrélé (fluctuations du vide) de puissance $2h\nu_d\Delta\nu_d$, génèrent un nouveau photon Stokes décorrélé ($h\nu_d$) et un phonon.
- Dans le cas (B), un photon de pompe (p) et un photon Stokes décorrélé ($h\nu_d$) s'associent à un phonon pour créer un nouveau photon Stokes décorrélé ($h\nu_d$) et un deuxième

¹D'après la littérature anglo-saxonne qui est la plus répandue, le terme ASE (Amplified Spontaneous Emission) désigne l'émission spontanée amplifiée. Dans la suite ce sera donc cette abréviation anglo-saxonne qui sera utilisée.

phonon. Ce processus est beaucoup plus rare que (A) car pour avoir lieu il nécessite la présence d'un phonon. Il est donc nécessaire d'introduire le facteur d'occupation de Bose [HNZC06]

$$\eta_{pd}(\theta) = \frac{1}{e^{\frac{h|\nu_p - \nu_d|}{k_B\theta}} - 1}, \quad (2.12)$$

où k et θ sont la constante de Boltzmann et la température absolue en K, respectivement. Ce facteur donne la probabilité de présence d'un phonon de fréquence $|\nu_p - \nu_d|$ dans le milieu Raman.

Pour générer un photon anti-Stokes par ASE, l'apport d'un phonon est toujours nécessaire ; le facteur η_{pd} sera donc inclus dans chaque équation décrivant la génération de photons anti-Stokes. Les deux possibilités de génération de photons anti-Stokes par ASE sont décrites sur la Fig. 2.6.

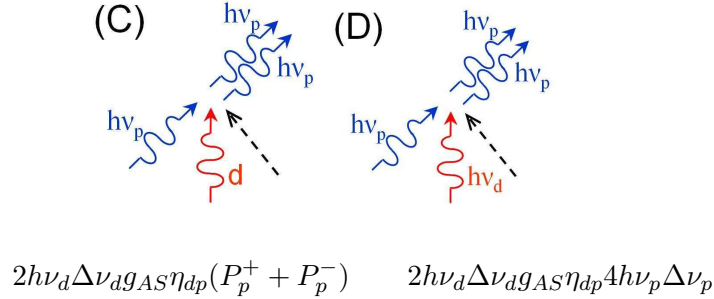


FIG. 2.6 – Génération de photons anti-Stokes par ASE.

- Dans le diagramme (C), un photon Stokes (d) est associé à un photon de pompe décorrélié de puissance $2h\nu_p\Delta\nu_p$ issu des fluctuations du vide pour créer avec l'apport d'un phonon un deuxième photon de pompe décorrélié de puissance $2h\nu_p\Delta\nu_p$.
- Dans le cas (D) de probabilité plus faible, le photon Stokes n'est pas issu de l'onde Stokes se propageant dans le milieu Raman mais des fluctuations du vide ; il s'agit d'un photon décorrélié de puissance $2h\nu_d\Delta\nu_d$.

Finalement, en tenant compte de toutes les interactions générant des photons Stokes ou anti-Stokes par ASE, il est possible d'écrire l'équation générale de l'amplification d'une onde diffusée λ_d par une onde de pompe λ_p due à l'émission spontanée. En considérant que la propagation de ces signaux dans une fibre optique puisse se faire dans les deux sens (+ et -),

l'équation décrivant ces phénomènes est

$$\begin{aligned} \left. \frac{dP_d^+}{dz} \right|_{\lambda_p} &= 2h\nu_d \Delta\nu_d g_S(\lambda_p, \lambda_d) (1 + \eta_{pd}) (P_p^+ + P_p^-) \\ &+ 2h\nu_d \Delta\nu_d g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) \eta_{dp} (P_p^+ + P_p^- + 4h\nu_p \Delta\nu_p). \end{aligned} \quad (2.13)$$

Il est nécessaire d'inclure dans cette équation la contribution de la pompe se propageant dans les deux sens (i.e. $P_p^+ + P_p^-$) constituant la puissance de pompe locale. Il en est de même pour les fluctuations du vide ce qui explique la présence du facteur 4 dans la puissance des photons ASE, i.e. $4h\nu_p \Delta\nu_p$. Les coefficients de gain Raman pour la génération de photons Stokes et anti-Stokes sont respectivement notés g_S et g_{AS} .

2.2.2.2 Diffusion Raman stimulée (stimulated Raman scattering, SRS)

Dès que le seuil de conversion Raman est atteint, les radiations préalablement générées par ASE sont amplifiées. Les fluctuations du vide ne sont alors plus prises en compte dans les équations car elles deviennent négligeables par rapport aux radiations cohérentes des ondes de pompe et Stokes. La Fig. 2.7 décrit l'amplification de l'onde Stokes par une onde de pompe.

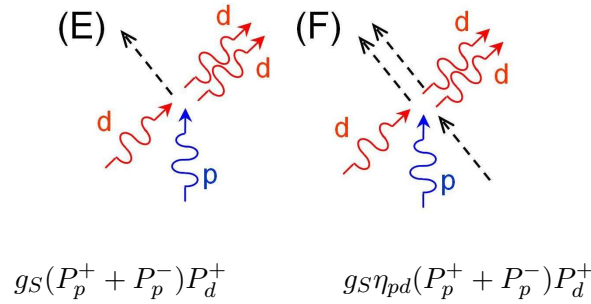
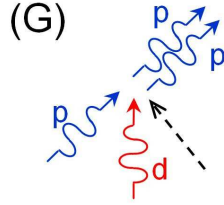


FIG. 2.7 – Amplification de l'onde Stokes par diffusion spontanée.

- Dans le diagramme (E), un photon de pompe (p) et un photon Stokes (d) s'associent pour générer un nouveau photon Stokes (d) et libérer un phonon.
- Le diagramme (F) nécessite la présence d'un phonon pour initialiser le processus, c'est pourquoi il est nécessaire de pondérer l'équation décrivant ce phénomène par le facteur de Bose η_{pd} . (F) montre également que le même processus de diffusion stimulée peut conduire à l'amplification d'un phonon (d).

Le dernier processus est celui de l'amplification de l'onde anti-Stokes par diffusion Raman stimulée. Un seul diagramme représente ce processus, il est décrit sur la Fig. 2.8 (G). Un



$$g_{AS}\eta_{dp}(P_p^+ + P_p^-)P_d^+$$

FIG. 2.8 – Amplification de l'onde anti-Stokes par diffusion stimulée.

photon de pompe (p), un photon Stokes (d) et un phonon s'associent pour amplifier l'onde de pompe (p).

Finalement, en tenant compte de tous ces processus, l'amplification d'une onde diffusée λ_d par une onde de pompe λ_p est décrite par l'Eq. (2.14)

$$\begin{aligned} \left. \frac{dP_d^+}{dz} \right|_{\lambda_p} &= (1 + \eta_{pd}) g_S(\lambda_p, \lambda_d) (P_p^+ + P_p^-) P_d^+ \\ &+ \eta_{dp} g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) (P_p^+ + P_p^-) P_d^+. \end{aligned} \quad (2.14)$$

La conversion Raman est matérialisée par les Eq. (2.13) et (2.14). Les équations décrivant les autres phénomènes physiques à prendre en compte pour décrire ce phénomène et qui dépendent des propriétés intrinsèques de la fibre (absorption de la fibre, diffusion de Rayleigh. . .) sont explicités dans le paragraphe suivant.

2.2.3 Propriétés intrinsèques des fibres optiques

Certaines propriétés des fibres optiques induisent des effets non linéaires pouvant altérer la propagation d'un signal lumineux. Il a fallu tenir compte de la contribution de ces principaux effets de manière à augmenter la précision des résultats de la modélisation dans le contexte expérimental décrit au § 2.4. Pour ces expériences, quelques dizaines de mètres de fibre sont utilisés. Le laser de pompe émet des impulsions de plusieurs dizaines de nanosecondes à haute cadence (cf. § 2.4.1) ; le régime modélisé est donc quasi-CW [Agr01]. Cette configuration permet de négliger un certain nombre d'effets non linéaires :

- la diffusion Brillouin ;

- l'automodulation de phase ;
- la modulation de phase croisée ;
- la dispersion, à prendre en compte pour des impulsions de durée inférieure à la nanoseconde et pour des longueurs de fibre de l'ordre du kilomètre ou plus.

Il est cependant nécessaire de tenir compte de certains effets dépendant des propriétés physiques de la fibre optique, en particulier de son absorption et de la diffusion de Rayleigh.

2.2.3.1 Absorption de la fibre optique

Dans une fibre optique, les pertes par absorption dépendent fortement de la nature du matériau ainsi que de la longueur d'onde du signal qui s'y propage. Pour des longueurs d'onde situées autour de $2 \mu\text{m}$, l'absorption de la silice augmente très rapidement : elle est de l'ordre de 10 dB/km à $2 \mu\text{m}$ et 100 dB/km à $2.2 \mu\text{m}$ (cf. Fig. 2.3). Dans le modèle numérique développé, toute la courbe d'absorption de la fibre $\alpha(\lambda)$ a été prise en compte (cf. Fig. 2.25). Les pertes subies par absorption, pour une onde diffusée λ_d se propageant dans une fibre optique sont décrites par l' Eq. (2.15)

$$\left. \frac{dP_d^+}{dz} \right|_{abs} = -\alpha(\lambda_d) P_d^+. \quad (2.15)$$

2.2.3.2 Diffusion Rayleigh

Les pertes de signal par diffusion Rayleigh sont issues des variations locales de densité dans le cœur de la fibre optique, ces défauts étant inclus dans la fibre lors de sa fabrication au cours du fibrage de la préforme. L'estimation de ces pertes a été faite par Agrawal [Agr01], et le coefficient de diffusion Rayleigh est donné par

$$\gamma_i = \frac{C}{\lambda_i^4}, \quad (2.16)$$

où λ_i est exprimée en μm . La constante C est d'environ 0.7 à 0.9 dB/(km. μm^{-4}) dans la silice, et 2.6 dB/(km. μm^{-4}) dans GeO_2 [DM05], i.e. $C_{\text{GeO}_2} = 6 \times 10^{-4} \text{ m}^{-1} \cdot \mu\text{m}^4$. Dans le cas de la conversion Raman dans les fibres optiques, la diffusion Rayleigh a lieu dans le sens inverse de la propagation (-) : il s'agit donc d'une rétrodiffusion [HNZC06]. Ce processus dépend de la longueur d'onde. La puissance lumineuse d'un signal se propageant dans la direction (+) est amplifiée par la puissance rétrodiffusée se propageant dans la direction (-) d'après l'Eq. (2.17)

$$\left. \frac{dP_d^+}{dz} \right|_{Rayleigh} = \gamma_d P_d^-. \quad (2.17)$$

2.2.4 Modélisation numérique de la conversion Raman en quasi-CW dans les fibres optiques à cœur solide

Ce paragraphe décrit le déroulement du programme suivant l'organigramme présenté Fig. 2.9.

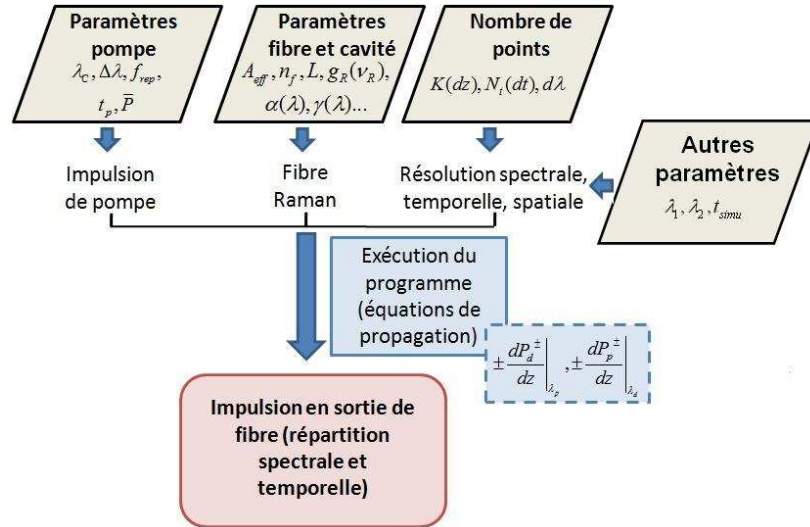


FIG. 2.9 – Organigramme de la simulation.

Dans un premier temps l'utilisateur doit spécifier les paramètres pour décrire la source de pompe (§ 2.2.4.1), la fibre optique (§ 2.2.4.2) et les pas d'échantillonnage (spatial, temporel et spectral) (§ 2.2.4.3). Le programme est ensuite exécuté à l'aide des équations de propagation pour les ondes de pompe et diffusée (§ 2.2.4.4). Des exemples concrets permettent d'illustrer le fonctionnement du programme. Les résultats obtenus décrivent les répartitions spectrale et temporelle d'une impulsion en sortie de fibre.

2.2.4.1 Caractéristiques de la source de pompe

Parmi les paramètres spécifiés par l'utilisateur lors de l'initialisation du programme, il est nécessaire de décrire la source impulsionnelle utilisée, notamment :

- la longueur d'onde centrale d'émission λ_p ;
- la largeur spectrale de la raie d'émission à mi-hauteur (FWHM) $\Delta\lambda$;
- la cadence de répétition du laser f_{rep} ;
- la durée d'impulsion FWHM t_p ;

- la puissance moyenne de pompe \bar{P} injectée dans la fibre.

Les impulsions modélisées sont considérées comme gaussiennes : à une impulsion de puissance moyenne \bar{P} correspond une puissance crête \hat{P} (cf. Chapitre I, Eq. (1.57)) telle que

$$\hat{P} = \frac{\bar{P}}{\sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} t_p f_{rep}}. \quad (2.18)$$

2.2.4.2 Caractéristiques de la fibre optique

La fibre optique doit aussi être décrite par l'utilisateur. Les paramètres caractérisant la fibre sont des critères très importants pour la modélisation numérique proposée dans cette étude. Certaines valeurs sont constantes pour une fibre donnée :

- l'aire effective de la fibre A_{eff} , i.e. la surface de propagation du mode fondamental, de diamètre $2w_0$ (cf. Chapitre I), dans le cœur de la fibre ;
- l'indice de réfraction moyen de la fibre n_f dans l'intervalle de longueurs d'onde $[\lambda_1, \lambda_2]$ spécifié par l'utilisateur ;
- la longueur de la fibre utilisée L .

Un certain nombre de paramètres ont une forte dépendance spectrale : ce sont les courbes de gain Raman $g_R(\nu_R)$, d'absorption $\alpha(\lambda)$ et de rétrodiffusion Rayleigh $\gamma(\lambda)$ de la fibre optique. Si l'utilisateur désire modéliser une cavité à miroirs externes ou à réseaux de Bragg, il est également possible d'inclure et de paramétrer les réflectivités des miroirs d'entrée ou de sortie de cavité en fonction de la longueur d'onde.

2.2.4.3 Estimation du nombre de points de simulation

La modélisation de la conversion Raman s'appuie sur les Eq. (2.24) et (2.25) qui dépendent de la longueur d'onde. L'intervalle spectral $[\lambda_1, \lambda_2]$ est parcouru avec un pas spectral $d\lambda$ pour calculer le spectre généré en sortie de fibre. La procédure de calcul est décrite sur la Fig. 2.10.

Pour chaque point de l'intervalle spectral $[\lambda_1, \lambda_2]$, la longueur d'onde est considérée comme étant une pompe λ_p , et toutes les longueurs d'ondes diffusées λ_d qu'il est possible de générer à partir de λ_p (Stokes ou/et anti-Stokes) sont calculées avec la valeur de gain Raman correspondante $g_{pd} = g_{\nu_p \pm \nu_d}$.

Finalement et après chaque pas spectral $d\lambda$, toutes ces quantités sont additionnées pour reconstituer le nouveau spectre de l'impulsion à la sortie de la fibre Raman. L'intervalle $[\lambda_1, \lambda_2]$,

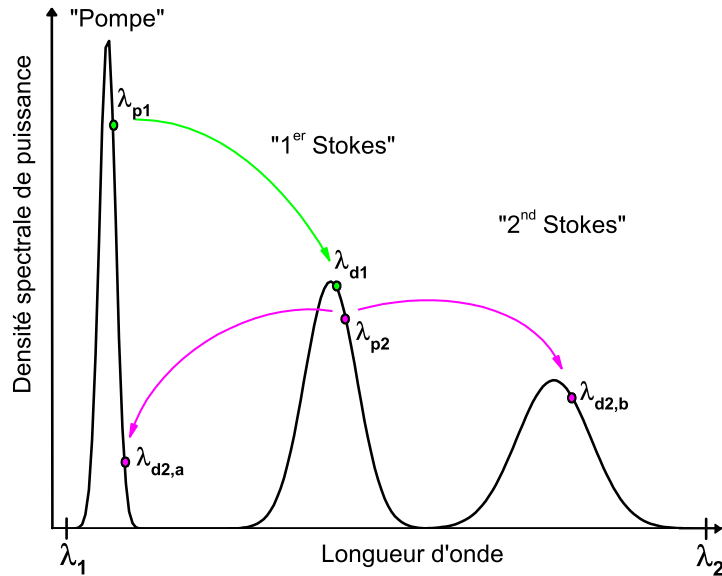


FIG. 2.10 – Procédure de calcul du spectre de sortie.

fixé par l'utilisateur, doit être choisi de manière à recouvrir toutes les raies Stokes ou anti-Stokes qu'il est possible d'observer expérimentalement. Toutes les raies générées par diffusion Raman en-dehors de cet intervalle sont ignorées.

Ces équations doivent être résolues spatialement dans les K segments de longueur dz constituant la fibre Raman, au temps t . Ensuite, la procédure recommence et le spectre est propagé dans la fibre à $t + dt$ jusqu'à ce que le temps de simulation t_{simu} fixé par l'utilisateur soit dépassé, i.e. $t > t_{simu}$. La résolution temporelle du programme est dt . Les performances limitées d'un ordinateur nécessitent l'optimisation des résolutions temporelle, spatiale et spectrale de manière à obtenir une précision suffisante pour observer le spectre de sortie en un temps de simulation t_{simu} raisonnable.

Résolution temporelle et spatiale. Les résolutions temporelle et spatiale dt et dz , sont liées. La Fig. 2.11 décrit les différentes configurations possibles. Si la longueur du segment de fibre dz est trop grande par rapport à la distance d_1 parcourue pendant dt par l'impulsion dans ce segment elle ne sera pas bien résolue spatialement. En revanche si le tronçon de longueur dz est trop court par rapport à la distance d_2 parcourue par l'impulsion dans la fibre pendant le temps dt , le segment dz contiendra trop peu de points de l'impulsion, par conséquent le

calcul ne sera pas non plus correctement effectué.

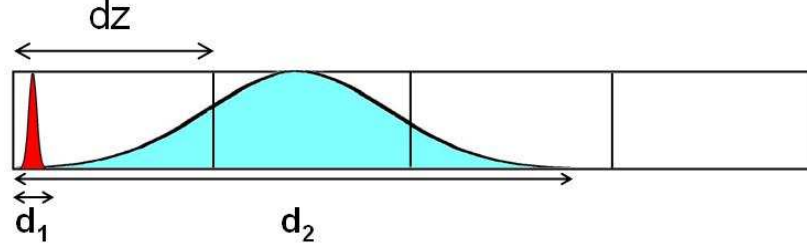


FIG. 2.11 – Propagation d’une impulsion dans une fibre : différentes configurations.

Le calcul des pas d’espace et de temps optimaux est fait en plusieurs étapes :

- la fibre de longueur totale L est tout d’abord découpée en K segments de longueur $dz = L/K$. Le nombre de segments K est choisi par l’utilisateur du programme, d’abord a priori puis à l’aide des critères de convergence définis à la page 48 ;
- l’impulsion lumineuse est une gaussienne de largeur à mi-hauteur t_p . La durée totale de la fenêtre temporelle modélisée n’est pas limitée à la durée de l’impulsion, elle a été élargie à une durée totale de $6 \times t_p$ de manière à augmenter la précision du calcul. Le nombre d’échantillons temporels N_t , de durée dt_1 , est initialisé à une valeur arbitraire de 100. Ensuite, dt_1 est calculé par

$$dt_1 = \frac{6t_p}{N_t}; \quad (2.19)$$

- le pas temporel dt_2 est calculé en fonction du pas d’espace dz : dt_2 représente le temps de passage de l’onde lumineuse se propageant à la vitesse $v = c/n_f$ dans le tronçon de longueur dz , n_f étant l’indice de réfraction de la fibre optique

$$dt_2 = n_f \frac{L}{cK}; \quad (2.20)$$

- cette valeur est alors comparée à l’autre valeur de résolution temporelle dt_1 calculée par l’Eq. (2.19). Il s’agit ensuite de recalculer soit le pas temporel, soit le pas d’espace en fonction des valeurs de dt_1 et de dt_2 :

- ◆ si $dt_2 < dt_1$ cela signifie que le nombre d’échantillons temporels N_t est trop faible par rapport aux nombre de pas d’espace. Dans ce cas, N_t est recalculé en fonction de la valeur de K

$$N_t = \frac{6t_p}{dt_2}; \quad (2.21)$$

- ◆ si au contraire $dt_1 < dt_2$ cela signifie que le nombre d'échantillons K est insuffisant, il est donc recalculé par la formule

$$K = n_f \frac{L}{dt_1 c}; \quad (2.22)$$

- ◆ une fois que N_t et K sont déterminés, les valeurs de pas d'espace et de temps sont définitivement fixées par $dt = 6t_p/N_t$ et $dz = L/K$.

Résolution spectrale. Pendant l'exécution du programme, la boucle spatio-temporelle doit être calculée pour tous les couples de longueurs d'onde de pompe et diffusée (λ_p, λ_d) qu'il est possible de créer dans l'intervalle $[\lambda_1, \lambda_2]$. Le pas spectral $d\lambda$ est imposé par l'utilisateur. Il doit être choisi de manière à résoudre la propagation de l'impulsion dans la fibre avec assez de précision, sans pour autant nécessiter un temps de calcul trop long. Les critères de convergence qui ont été utilisés pour cette modélisation sont décrits ci-après.

Critère de convergence. Pour optimiser le temps de calcul, le nombre de points d'espace K ainsi que la largeur du pas spectral $d\lambda$, qui sont deux valeurs fixées par l'utilisateur, doivent être minimisés sans que la précision des résultats ne s'en ressente de trop. Deux critères de convergence ont ainsi été choisis.

Le premier critère consiste à vérifier la précision d'une solution évidente. Pour cela, une puissance lumineuse à la longueur d'onde de pompe λ_p , inférieure au seuil de conversion Raman, est injectée en simple-passage dans la fibre de longueur L . La puissance obtenue en sortie de fibre correspond uniquement à la puissance de pompe résiduelle, atténuée par l'absorption linéique de la fibre à la longueur d'onde de pompe $\alpha(\lambda_p)$. Cette puissance est

$$P_p(Z = L) = P_p(Z = 0)e^{-\alpha(\lambda_p)L}. \quad (2.23)$$

La procédure de calcul est exécutée une première fois avec un pas spectral $d\lambda_1$. La puissance de sortie calculée par le programme est ensuite comparée à la puissance théorique $P_p(Z = L)$. Si le résultat donné par le modèle est plus faible ou plus élevé que la valeur $P_p(Z = L)$ à $\pm 1\%$, le calcul doit être effectué une nouvelle fois avec une autre valeur de pas spectral $d\lambda_2 = d\lambda_1/2$, et ainsi de suite jusqu'à ce que la valeur modélisée fasse partie de l'intervalle $P(Z = L) \pm 1\%$. Le pourcentage d'écart ΔP entre les puissances théoriques $P_1(d\lambda_1)$ et $P_2(d\lambda_2)$ est donné par

$$\Delta P = \frac{|P_1 - P_2|}{P_1}.$$

Exemple - Optimisation de $d\lambda$. Le Tab. 2.1 donne un exemple de résultats obtenus à la sortie d'une fibre de 10 m, pour une puissance moyenne injectée, \bar{P} , de 1 W à la longueur d'onde $\lambda_c = 2 \mu\text{m}$ ($\Delta\lambda = 3 \text{ nm}$), pour laquelle $\alpha(\lambda_p) = 20 \text{ dB/km}$ soit en m^{-1}

$$\alpha(m^{-1}) = \alpha(\text{dB}.m^{-1}) \frac{\ln(10)}{10} = 4.6 \times 10^{-3} m^{-1}.$$

$d\lambda(\text{nm})$	$P_p(Z = L)$, simulation (mW)	différence (%)
8	685	27.0
4	686	26.9
2	940	0.10
1	940	0.10

TAB. 2.1 – Choix du pas spectral $d\lambda$ par comparaison avec une solution évidente.

Les autres paramètres de simulation sont $K = 200$, $t_{simu} = 300 \text{ ns}$. Les impulsions sont émises à la cadence de répétition de $f_{rep} = 50 \text{ kHz}$ et ont une durée de $t_p = 50 \text{ ns}$. La valeur théorique de la puissance de pompe non convertie en sortie de fibre, calculée par l'Eq. (2.23), a une valeur de 939 mW. La Fig. 2.12 représente la discrétisation temporelle de l'impulsion gaussienne théorique, pour chaque valeur de $d\lambda$ du Tab. 2.1.

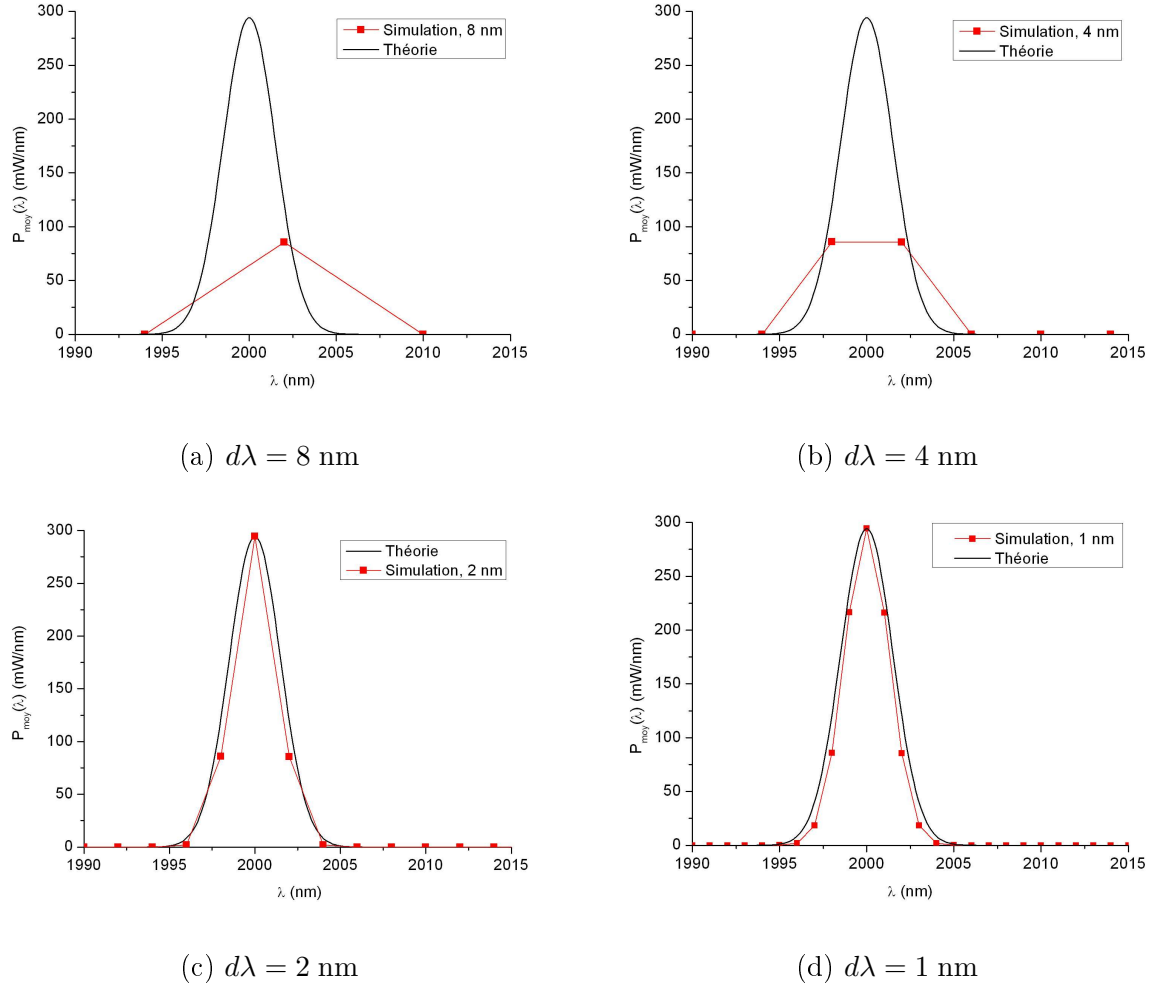


FIG. 2.12 – Comparaison entre spectre de pompe modélisé et spectre de pompe théorique pour différentes résolutions spectrales.

D'après le Tab. 2.1, pour cet exemple, la valeur de $d\lambda$ peut être choisie égale à 2 nm. La discrétisation correspondante, présentée Fig. 2.12 (c), indique que seuls quelques points se situent sur le lobe principal de la gaussienne théorique. La précision calculée (cf. Tab. 2.1) est cependant suffisante car la différence avec la valeur théorique est de l'ordre de 0.1 %.

La marge d'erreur, fixée à 1 % dans l'exemple précédent, doit être choisie de manière à ce que l'erreur de calcul soit inférieure à l'erreur de mesure lors des essais en laboratoire. Par exemple, si l'erreur de mesure sur le puissance-mètre est de 20 mW pour une puissance moyenne de 1 W, la marge d'erreur pour la simulation doit être inférieure à 2 %.

Le deuxième critère de convergence concerne le nombre de pas d'espace K qui permettra de déterminer la résolution temporelle dt lors de l'exécution du programme. Le calcul est effectué une première fois avec une valeur de résolution arbitraire (par exemple $K = 200$). Ensuite, suivant le même principe que pour le choix de $d\lambda$, il s'agit de doubler la valeur de K et d'observer si la différence entre les deux résultats est inférieure à la précision voulue. Ce critère de convergence, déjà utilisé à l'ISL pour la modélisation d'un laser à fibre, montre une excellente cohérence entre modélisation et expérience [Eic05b].

Exemple - Optimisation de K . La Fig. 2.13 est un exemple de résultat de simulation, pour une fibre de 10 m placée dans une cavité dont les coefficients de réflexion des miroirs sont de 99 % pour l'onde Stokes en entrée et la pompe en sortie. Le coupleur de sortie pour l'onde Stokes est de 50 %. Une impulsion gaussienne ($t_p = 50$ ns, $f_{rep} = 50$ kHz) de 3 W de puissance moyenne \bar{P} a été injectée dans la fibre. Pour cet exemple, la résolution spectrale a été fixée à $d\lambda = 2$ nm. Cette courbe représente la puissance Stokes moyenne obtenue en sortie de fibre, en fonction du nombre d'échantillons K .

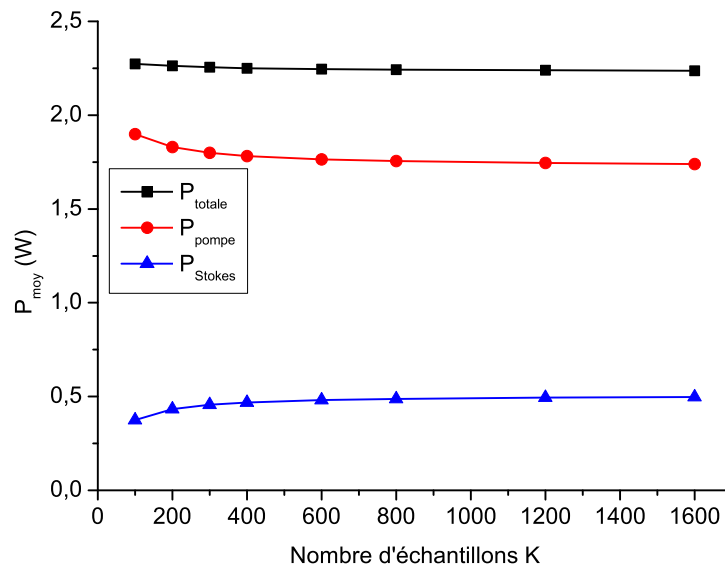


FIG. 2.13 – Puissance calculée en sortie de fibre en fonction du nombre d'échantillons K .

Pour les paramètres modélisés, le nombre d'échantillons K optimal est de 400 car l'écart est

inférieur à 1 % entre les puissances Stokes obtenues pour 400 et 800 points, i.e. 500 et 510 mW, respectivement.

Par ailleurs, ce critère de convergence peut lui-aussi être choisi pour optimiser $d\lambda$, dans le cas où il n'est pas possible de modéliser une solution évidente. En effet, si le seuil de conversion Raman est dépassé il n'est plus possible de limiter le calcul à l'atténuation de la pompe, car celle-ci est non seulement atténuée mais également convertie en signal Raman. Cela peut être le cas pour de grandes longueurs de fibre ou de fortes puissances de pompe injectées dans la fibre.

Les paramètres $d\lambda$ et K doivent être recalculés à chaque fois qu'une nouvelle configuration expérimentale est modélisée.

2.2.4.4 Equations de propagation de la conversion Raman dans une fibre optique

Après avoir décrit les interactions photon/phonon entrant en jeu dans le processus de conversion Raman (Eq. (2.13) et (2.14)) et les propriétés intrinsèques des fibres optiques (Eq. (2.15) et (2.17)) il est possible d'écrire les équations de propagation d'une impulsion de pompe injectée dans le milieu convertisseur.

Pour chaque couple de longueurs d'ondes (λ_p, λ_d) , les variations locales de puissance (i.e. déplétion de l'onde p et amplification de l'onde d) sont décrites par

$$\begin{aligned} \left. \pm \frac{dP_d^\pm}{dz} \right|_{\lambda_p} &= 2h\nu_d \Delta\nu_d g_S(\lambda_p, \lambda_d) (1 + \eta_{pd}) (P_p^+ + P_p^-) + 2h\nu_d \Delta\nu_d g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) \\ &\quad \times \eta_{dp} (P_p^+ + P_p^- + 4h\nu_p \Delta\nu_p) + (1 + \eta_{pd}) g_S(\lambda_p, \lambda_d) (P_p^+ + P_p^-) P_d^\pm \\ &\quad + \eta_{dp} g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) (P_p^+ + P_p^-) P_d^\pm - \alpha_d P_d^\pm + \gamma_d P_d^\mp \end{aligned} \quad (2.24)$$

$$\begin{aligned} \left. \pm \frac{dP_p^\pm}{dz} \right|_{\lambda_d} &= -\frac{\lambda_d}{\lambda_p} [2h\nu_d \Delta\nu_d g_S(\lambda_p, \lambda_d) (1 + \eta_{pd}) P_p^\pm + 2h\nu_d \Delta\nu_d g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) \\ &\quad \times \eta_{dp} (P_p^\pm + 4h\nu_p \Delta\nu_p) + (1 + \eta_{pd}) g_S(\lambda_p, \lambda_d) (P_d^+ + P_d^-) P_p^\pm \\ &\quad + \eta_{dp} g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) (P_d^+ + P_d^-) P_p^\pm] - \alpha_p P_p^\pm + \gamma_p P_p^\mp. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Dans ces équations, P_d^\pm et P_p^\pm sont, respectivement, les puissances lumineuses des ondes diffusées et de pompe, contenues dans l'intervalle spectral $[\lambda_d - \frac{d\lambda}{2}; \lambda_d + \frac{d\lambda}{2}]$ et $[\lambda_p - \frac{d\lambda}{2}; \lambda_p + \frac{d\lambda}{2}]$. Une représentation schématique de la structure du milieu convertisseur,

c'est-à-dire la fibre Raman, telle qu'elle est considérée dans le modèle numérique, est donnée Fig. 2.14.

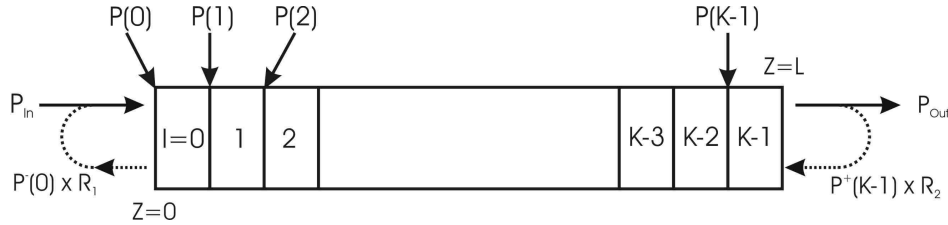


FIG. 2.14 – Modèle de fibre Raman utilisé dans la simulation numérique.

La représentation schématique de la fibre est une structure linéique de longueur L , découpée spatialement en K segments de longueur dz (i.e. résolution spatiale) le long de son axe de propagation.

Le programme se déroule de la façon suivante :

- à l'initialisation du programme, les variables des temps t et d'espace z sont mises à zéro. Les impulsions de pompe $P^+(0, t)$ sont injectées dans la fibre du côté gauche, i.e. $Z = 0$.
- Il s'agit ensuite de résoudre les Eq. (2.24) et (2.25) à chaque pas de temps dt , à toutes les positions K , pour les ondes se propageant dans les sens $+$ et $-$.
- Puis, afin de déterminer le spectre des impulsions, les ondes de pompe P_p et diffusées P_d sont additionnées de manière à calculer la nouvelle répartition spectrale $P^+(l, t + dt)$ et $P^-(l, t + dt)$ se propageant à $t + dt$ dans chaque segment de fibre l .
- Pour définir le spectre le long de la fibre, il faut ensuite calculer la répartition spectrale passant de l à $l + 1$ pour la propagation positive P^+ et de l à $l - 1$ dans le cas de la propagation négative P^- . Pour cela, la puissance P^+ de la cellule l est utilisée pour déterminer la valeur de P^+ dans la cellule située à sa droite (i.e. $P^+(l + 1)$). Pour la propagation dans le sens négatif ($-$), $P^-(l)$ est utilisée pour calculer la puissance spectrale dans la cellule située à sa gauche $P^-(l - 1)$.
- La répartition spectrale de la puissance lumineuse à la sortie de la fibre P_{Out} à instant donné t est la valeur $P^+(l = K, t)$.

Ce calcul est effectué de λ_1 à λ_2 , pour chaque couple de longueurs d'ondes (λ_p, λ_d) . Il est possible d'utiliser ce modèle numérique pour représenter les répartitions spectrales de puissance en cavité, en ajoutant de part et d'autre du milieu convertisseur des miroirs (externes ou à réseaux de Bragg). Dans ce cas, pour éviter les problèmes de calcul lors de la propagation du signal aux extrémités de la fibre (perte des valeurs limites $P^+(K-1)$ et $P^-(0)$), ces valeurs sont stockées temporairement. Elles sont ensuite réutilisées pour calculer $P^-(K-1)$ et $P^+(0)$, en tenant compte de la réflectivité des miroirs et de l'efficacité d'injection de la pompe à l'entrée i.e R_1 à $Z=0$ et R_2 à $Z=L$ (cf. Fig. 2.14).

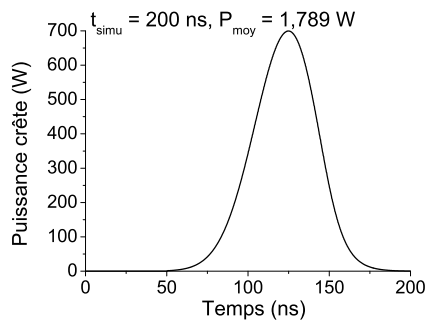
Cette procédure de calcul est exécutée jusqu'à ce que le temps total de simulation t_{simu} soit atteint. Celui-ci doit être choisi de manière à ce que la propagation de l'impulsion dans la fibre puisse être correctement observée, notamment dans le cas d'une cavité où des réflexions multiples peuvent avoir lieu (plusieurs allers-retours de l'impulsion dans la cavité). Dans le cas d'une propagation en simple-passage de pompe, t_{simu} peut être estimé dans un premier temps en calculant la durée de propagation de l'impulsion de largeur $6t_p$ (cf. page 47) dans la fibre de longueur L .

Exemple - Optimisation de t_{simu} . La Fig. 2.15 montre qu'un temps de simulation mal choisi dans le cas d'une cavité peut induire de fortes erreurs dans le calcul de la puissance de sortie. L'exemple modélisé est celui d'une impulsion de durée $t_p = 10$ ns et d'une puissance moyenne de 3 W à la longueur d'onde de pompe de 1.96 μm . Elle se propage dans une fibre de 10 m équipée de miroirs à réseaux de Bragg dont les réflectivités sont de 99 % en entrée pour l'onde Stokes et à la sortie pour la pompe, et 50 % en sortie pour le coupleur de l'onde Stokes. L'indice de réfraction de la fibre est de $n_f = 1.52$ à 1.96 μm . La durée de propagation d'un photon dans cette fibre est

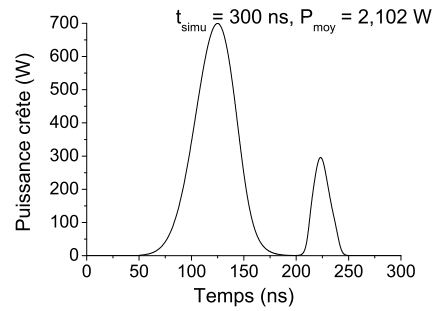
$$t = \frac{Ln_f}{c} = 51 \text{ ns.}$$

Les modélisations présentées ont été effectuées avec plusieurs temps de simulation allant de $t_{simu} = 200$ ns à $t_{simu} = 800$ ns. Les puissances totales obtenues en sortie de fibre $P_{Out}(t)$ correspondent à la répartition spectrale de l'impulsion intégrée sur l'intervalle $[\lambda_1, \lambda_2]$ (puissances de pompe et Stokes confondues).

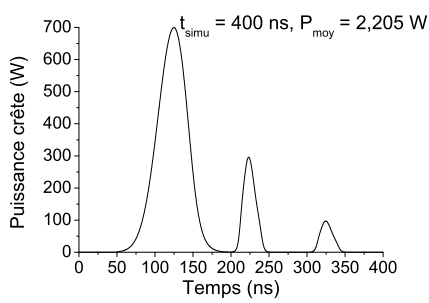
Pour obtenir la valeur de la puissance moyenne P_{Out} telle qu'elle serait mesurée par un puissance-mètre placé en sortie de fibre, il suffit d'intégrer $P_{Out}(t)$ sur toute la durée de simulation t_{simu} . Cette valeur est de 1.789 W, 2.102 W, 2.205 W, 2.250 W et 2.255 W pour des durées de simulation de 200, 300, 400, 600 et 800 ns, respectivement.



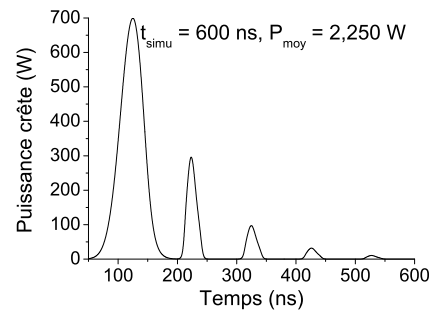
(a) $t_{simu} = 200$ ns
 $P_{Out} = 1.789$ W



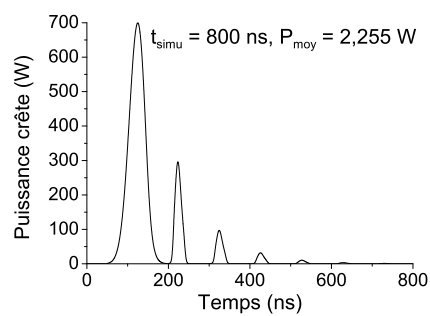
(b) $t_{simu} = 300$ ns
 $P_{Out} = 2.102$ W



(c) $t_{simu} = 400$ ns
 $P_{Out} = 2.205$ W



(d) $t_{simu} = 600$ ns
 $P_{Out} = 2.250$ W



(e) $t_{simu} = 800$ ns
 $P_{Out} = 2.255$ W

FIG. 2.15 – Répartition temporelle d'une impulsion en sortie de cavité et puissance moyenne totale correspondante, pour différentes durées de simulation.

La Fig. 2.15, (b) à (e), montre que l'impulsion est rétro-réfléchiée plusieurs fois sur le miroir de sortie. Il est nécessaire de tenir compte de ces réflexions successives. Ce ne serait pas le cas dans une propagation en simple passage de pompe, pour laquelle une durée de 300 ns serait suffisante pour modéliser la propagation de l'impulsion de pompe.

Dans cet exemple, la durée de simulation optimale est de $t_{simu} = 600$ ns. En effet la contribution des réflexions suivantes sur les miroirs de cavité, i.e. de 600 à 800 ns peut être considérée comme négligeable, car l'écart entre les puissances moyennes de sortie correspondantes est inférieur à 1 %. Il est donc très important de laisser la propagation de l'impulsion se faire entièrement pour éviter les erreurs de calcul.

En pratique, il est nécessaire de faire plusieurs essais de modélisation pour déterminer la durée de simulation t_{simu} optimale et obtenir des résultats fiables en optimisant la durée de simulation.

2.3 Validation de la modélisation

Il s'agit de valider les Eq. (2.24) et (2.25) décrivant la génération d'un rayonnement Stokes dans une fibre optique. Pour ce faire, des résultats expérimentaux obtenus récemment à l'aide d'une fibre réalisée au FORC de Moscou, publiés par B. Cumberland du Femtosecond Optics Group de Londres ont été modélisés [CPT⁺07]. Il est intéressant de modéliser ces expériences car celles-ci sont très proches des essais effectués à l'ISL. Il s'agit de pomper quelques dizaines de mètres d'une fibre dont le cœur est dopé au GeO₂ à 75 % à l'aide d'un laser à fibre Tm:silice. A la sortie de la fibre Raman un signal Stokes à 2.105 μm est observé. Contrairement à la fibre utilisée à l'ISL celle-ci est monomode avec une longueur d'onde de coupure de $\lambda_C = 1.4 \mu\text{m}$.

2.3.1 Exemple de configuration et de résultats expérimentaux

L'expérience de Cumberland a été réalisée en régime continu. En sortie du laser de pompe émettant un rayonnement à 1.938 μm , un obturateur (« chopper ») présentant un rapport cyclique de 25 % permet de limiter la charge thermique au niveau du système d'injection (le diamètre de cœur ne dépasse pas 2.5 μm). La forme temporelle des « impulsions » générées est donc un créneau et non une gaussienne. Le chopper est un disque avec une simple fente et fonctionne à une cadence de 200 Hz : les créneaux générés ont donc une durée de 1.25 ms.

Contrairement à l'expérience effectuée à l'ISL en simple passage de pompe une cavité à miroirs à réseaux de Bragg a été inscrite à l'aide d'un laser UV émettant à 244 nm dans la fibre dopée au GeO_2 . Cette cavité a été conçue uniquement pour la longueur d'onde Stokes. À l'entrée de la fibre, le miroir est hautement réfléchissant ($R > 99\%$) et à la sortie, le coupleur a un coefficient de réflexion de $R \approx 50\%$ à $2.105\ \mu\text{m}$. L'injection du faisceau de pompe à $1.938\ \mu\text{m}$ dans la fibre dopée au GeO_2 est faite par l'intermédiaire d'une fibre monomode standard (SMF) soudée à la fibre Raman. En tenant compte des pertes par injection et à l'interface entre les deux fibres, la puissance moyenne maximale injectée dans la fibre est de 16 W soit de 4 W en tenant compte du rapport cyclique de l'obturateur de 25 %.

Avec une fibre dopée au GeO_2 ayant une aire effective d'environ $5\ \mu\text{m}^2$, des séries de mesures ont été effectuées pour différentes longueurs de fibre. L'atténuation aux longueurs d'onde de pompe et Stokes est égale à 21 et 54 dB/km, respectivement. La largeur spectrale de la pompe à mi-hauteur est d'environ 1 nm, celle des réseaux de Bragg est de 2 nm FWHM. En sortie de cavité, la puissance Stokes maximale obtenue est de 4.6 W, pour 15.5 W injectés, ce qui d'après l'auteur correspond à un gain Raman (valeur maximale de la courbe de gain) de $3.7\ \text{m}^{-1}\text{W}^{-1}$.

Dans la publication de Cumberland, le spectre généré a d'abord été mesuré en simple passage de pompe à la sortie d'une fibre de 42 m ; la raie d'émission du premier Stokes est centrée à $2.113\ \mu\text{m}$ et correspond à une fréquence de conversion Raman de $427\ \text{cm}^{-1}$. Cette longueur d'onde est différente de celle réfléchi par les réseaux de Bragg, i.e. $2.105\ \mu\text{m}$. Cependant la largeur de la courbe de gain Raman qui s'étend sur plus de $600\ \text{cm}^{-1}$ ainsi que la sélectivité des miroirs à réseaux de Bragg permettent l'amplification du premier ordre Stokes à $2.105\ \mu\text{m}$. Un deuxième ordre Stokes de très faible amplitude existe également en simple passage de pompe, mais il n'est pas mesurable en sortie de cavité, car celle-ci convient uniquement pour le premier ordre Stokes. Si un deuxième ordre Stokes à $2.318\ \mu\text{m}$ était généré au bout de quelques mètres, il pourrait probablement être observé malgré l'atténuation de la fibre (supérieure à 0.2 dB/m à $2.3\ \mu\text{m}$, cf. [DM05]). Cependant la longueur de fibre utilisée pour la cavité (i.e. 26 m) est insuffisante pour générer un deuxième ordre Stokes.

2.3.2 Comparaison entre simulation et résultats expérimentaux

D'après les critères de convergence, en choisissant une marge d'erreur de 1 % (l'erreur de lecture de la puissance Stokes sur le graphique présenté dans l'article de Cumberland peut être estimée à environ 50 mW sur 5 W), la résolution spatiale du programme a été fixée à $dz = 13\ \text{cm}$ environ soit $K = 200$ points. La valeur maximale du gain Raman choisie dans la simulation a été estimée par l'auteur à $g_R = 3.7 \pm 0.4\ \text{m}^{-1}\text{W}^{-1}$, ce qui correspond à un

coefficient de gain Raman $g_0 = 1.813 \times 10^{-14} \text{ m.W}^{-1}$ pour une aire effective $A_{eff} = 5 \mu\text{m}^2$. La Fig. 2.16 représente les puissances Stokes mesurées et modélisées à $2.105 \mu\text{m}$, pour deux longueurs de fibre : 23.6 m et 33.5 m.

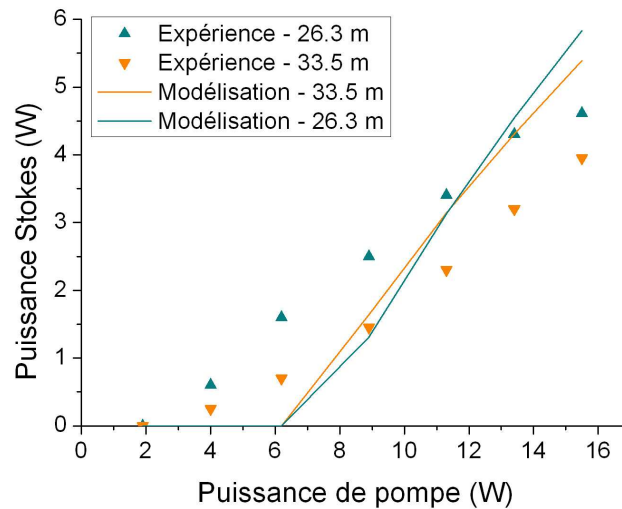


FIG. 2.16 – Comparaison entre puissances Stokes modélisées (traits pleins) et mesurées expérimentalement (triangles) par Cumberland [CPT⁺07], pour deux longueurs de fibre : 26.3 m et 33.5 m.

Le seuil de conversion Raman modélisé est d'environ 7.5 W quelle que soit la longueur de fibre (en choisissant le critère de Straka [SR04], cf Chapitre I, § 1.3.6), il est donc plus élevé que les seuils mesurés, i.e. 4 W pour 26.3 m de fibre et 6 W pour une longueur de 33.5 m. La puissance seuil dépend de la valeur du gain Raman dans la fibre qui est probablement plus élevée que celle donnée par Cumberland, qui précise d'ailleurs dans son article que l'incertitude sur la mesure du gain est supérieure à 10 %.

La pente des courbes modélisées est également supérieure à celle des mesures expérimentales (plus de 50 % calculés contre environ 35 % mesurés). Or, à gain Raman fixé, la pente est déterminée par l'atténuation du système global, qui comprend entre autres le rendement d'injection, l'absorption de la fibre aux longueurs d'onde de pompe et Stokes ou encore les coefficients des réseaux de Bragg. Dans son article, l'auteur souligne notamment l'incertitude sur la valeur des coefficients de réflexion des réseaux de Bragg, ainsi les différences entre expérience et simulation pour les pentes et les seuils pourraient s'expliquer par une absorption

résiduelle qui serait démultipliée par les allers-retours dans la cavité.

Malgré ces quelques différences, compte-tenu des nombreuses incertitudes de mesure, les résultats prévus par la modélisation sont du même ordre de grandeur que les résultats expérimentaux ce qui permet de valider les Eq. (2.24) et (2.25). Dans la suite de l'étude, la simulation développée pourra donc être utilisée pour modéliser les résultats expérimentaux de conversion Raman.

2.4 Expériences de conversion Raman en bande I

Les spécifications pour une source de brouillage en bande I, c'est-à-dire les caractéristiques attendues en sortie de convertisseur Raman, sont les suivantes :

- longueur d'onde comprise entre 2.1 et 2.2 μm ;
- durée des impulsions t_p inférieure à 100 ns ;
- fonctionnement à haute cadence, i.e. fréquence de répétition supérieure à 30 kHz ;
- facteur de qualité de faisceau, $M^2 < 2$.

Quatre parties constituent le montage expérimental : la source de pompe à fibre Tm:silice (Fig. 2.20), l'ensemble « isolateur optique + atténuateur variable » (Fig. 2.24), la fibre dopée GeO₂ (Fig. 2.27) et la dernière partie, destinée à la séparation et la caractérisation des faisceaux (mesures de longueur d'onde et de puissance en différents points). Une photographie du dispositif expérimental utilisé pour la conversion Raman en simple passage de pompe ainsi que le schéma correspondant sont présentés Fig. 2.17 et Fig 2.18, respectivement.

Dans cette partie, nous présentons la source de pompe (§ 2.4.1), l'isolateur et l'atténuateur variable (§ 2.4.2) ainsi que le milieu convertisseur (fibre dopée au GeO₂, § 2.4.3). Le § 2.4.4 décrit le dispositif expérimental mis en œuvre pour les essais effectués en simple-passage de pompe. Après avoir mesuré le M^2 du faisceau Stokes (§ 2.4.5), nous décrivons les résultats obtenus à une cadence de répétition de 60 kHz (§ 2.4.6), avant de les comparer dans le § 2.4.7 aux mesures effectuées entre 30 et 90 kHz.

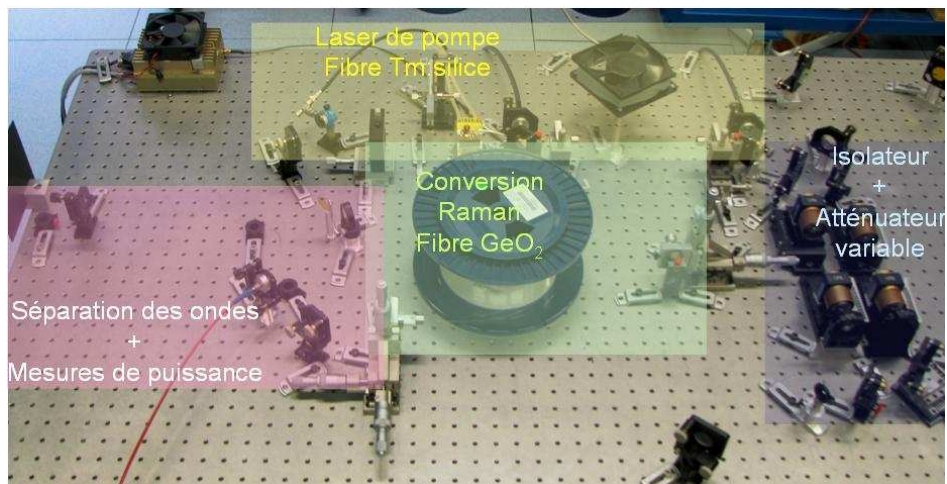


FIG. 2.17 – Photographie du dispositif expérimental.

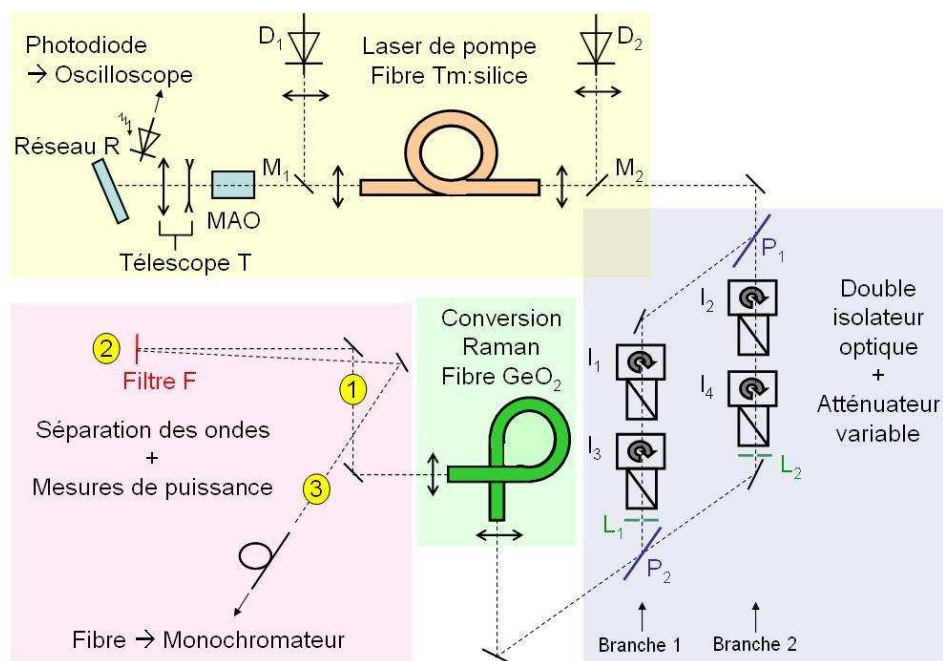


FIG. 2.18 – Schéma du dispositif expérimental pour les essais de conversion Raman.

2.4.1 Caractéristiques de la source de pompe

La source de pompe utilisée pour cette étude est un laser impulsionnel à fibre en silice dopée thulium, fonctionnant à haute cadence, développé à l'ISL [Eic05a].

Parmi les sources solides accordables autour de $2 \mu\text{m}$, le laser thulium à fibre représente le meilleur choix. En effet, soit les autres sources solides à cristaux ont une plage de longueurs d'onde située trop bas si on veut atteindre la plage de longueurs d'onde entre 2.1 et $2.2 \mu\text{m}$ (Tm:YLF), soit elles fournissent des faisceaux de mauvaise qualité spatiale incompatible avec l'injection dans une fibre à cœur de faible diamètre, à cause des effets thermiques importants induits par le pompage (Tm:YALO).

Le laser à fibre dopée thulium possède au contraire les caractéristiques idéales pour le pompage de sources Raman à fibres :

- le faisceau émis possède un profil spatial quasiment monomode ($M^2 < 1.15$), le diamètre de cœur de la fibre est de $20 \mu\text{m}$ avec une ON de 0.2 ;
- A cause du gain important dans la fibre, ce laser fournit des impulsions de courtes durées (typiquement, $t_p < 100 \text{ ns}$) même à des cadences très élevées ($f_{rep} > 100 \text{ kHz}$). Cet aspect est important car c'est le seul moyen d'obtenir des puissances moyennes importantes, i.e. plusieurs dizaines de watts sans risque de détériorer la fibre ;
- le laser à fibre est une source très compacte, facilement intégrable dans des équipements embarqués. A cause du rapport très favorable entre la surface d'échange thermique et le volume actif, le laser à fibre ne nécessite qu'un mode de refroidissement très sommaire, par convection forcée, même pour les puissances moyennes relativement élevées supérieures à la dizaine de watts.

2.4.1.1 Description du laser à fibre silice dopée thulium

La fibre en silice, d'une longueur de 2.30 m , est à double gaine avec un cœur de $20 \mu\text{m}$ de diamètre, dopé avec 2.8% de thulium. Pour éviter le « clustering » c'est-à-dire la répartition inhomogène des ions thulium dans la silice, formant des agrégats [JBE07] et réduire les pertes par « up-conversion » (transfert vers des niveaux d'énergie supérieurs), le cœur est codopé en aluminium avec une concentration environ dix fois plus élevée que celle du thulium [EJ07].

Le pompage se fait à l'aide de deux diodes D_1 et D_2 refroidies par élément Peltier, de puissance continue environ 25 W chacune, et dont l'émission à 792 nm est injectée à chaque extrémité de la gaine de la fibre, de forme hexagonale et de diamètre $300 \mu\text{m}$. Le schéma du laser est représenté Fig. 2.19.

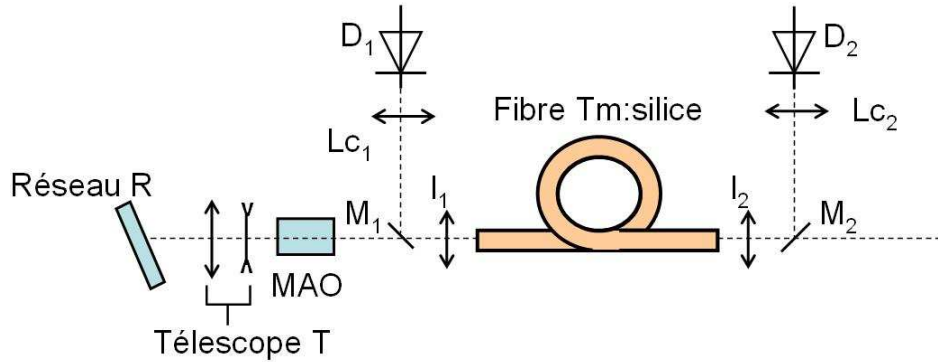


FIG. 2.19 – Schéma du laser à fibre.

La lumière de pompage délivrée par les diodes, après collimation à l'aide des lentilles Lc_1 et Lc_2 , est injectée à chaque extrémité de la fibre à l'aide de deux lames dichroïques M_1 et M_2 placées sous 45° d'incidence (R_{max} à 792 nm et $T > 99\%$ entre 1900 et 2200 nm) puis focalisée dans la gaine à l'aide de deux lentilles l_1 et l_2 , de distance focale 4.6 mm. Celles-ci, réalisées dans un matériau spécifique développé par Kodak (TAC4) sont asphériques et traitées anti-reflets pour les longueurs d'onde de pompe et d'émission laser.

Chaque extrémité de la fibre est montée sur un support de microdéplacements à trois axes permettant d'optimiser l'injection de la pompe et la collimation de l'émission laser.

Un simple ventilateur suffit pour évacuer le peu de chaleur développée dans la fibre enroulée sur un diamètre de 15 à 20 cm. L'expérience a montré qu'immerger la fibre dans l'eau n'apportait pas plus de 10 % de gain en puissance.

Les impulsions sont générées grâce à un modulateur acousto-optique (MAO) en TeO_2 refroidi par eau. Ce matériau possède, grâce à son facteur de mérite très favorable, une grande efficacité de diffraction pour le rayonnement vers $2\ \mu\text{m}$ (i.e. 80 %), nécessitant ainsi une puissance RF très modeste, i.e. de l'ordre de la dizaine de watts.

La cavité du laser à fibre est constituée par une face clivée de la fibre (réflexion de Fresnel de 3.4 %) et un réseau de diffraction R , ayant 300 traits par mm et une longueur d'onde de blaze située vers $2.8\ \mu\text{m}$. Par rotation, ce réseau permet d'accorder la longueur d'onde d'émission du laser à fibre entre 1930 et 2050 nm. Pour éviter que le fonctionnement du laser ne soit perturbé par la réflexion sur l'autre face de la fibre, celle-ci est clivée sous un angle de 8° par

rapport à la normale à l'axe de propagation. Pour ne pas endommager le réseau de diffraction aux cadences les plus faibles, avec les impulsions les plus courtes et les plus puissantes, un télescope T , constitué de deux lentilles et ayant un grandissement de 1:5 a été placé devant le réseau.

Dans sa forme actuelle, le laser à fibre reste encore un démonstrateur de laboratoire. Depuis l'an 2000 des puissances continues de plus de la dizaine de watts ont été obtenues dans différents laboratoires avec des lasers thulium à fibre, cependant ce n'est que depuis début 2007 qu'à l'ISL la possibilité d'obtenir des impulsions de très courtes durées par modulation à haute cadence a été démontrée [EJ07]. A ce niveau de puissances crêtes (i.e. près de 10 kW), la limite de la tenue au flux de la silice de plusieurs GW/cm^2 a été atteinte. L'exposition à l'air libre nécessite des nettoyages et des réglages fréquents rendant plus difficile la conduite des séries de mesures avec les mêmes caractéristiques d'émission.

De plus, dans la plage spectrale d'émission du laser, il existe de nombreuses raies d'absorption de la vapeur d'eau (cf. Fig. 2.1). Il serait judicieux de pouvoir travailler dans une enceinte à hygrométrie contrôlée. Il semblerait également que, pour des puissances élevées, il apparaisse dans la fibre dopée thulium un phénomène de noircissement plus ou moins réversible qui altère les performances du laser. Dans différents laboratoires dont l'IPHT (Institut für Physikalische Hochtechnologie) de Jena (Allemagne), le noircissement est étudié en fonction de la nature du verre et de sa composition, du dopage en ions Tm^{3+} et du codopage en aluminium.

La Fig. 2.20 présente une photographie du montage du laser à fibre.

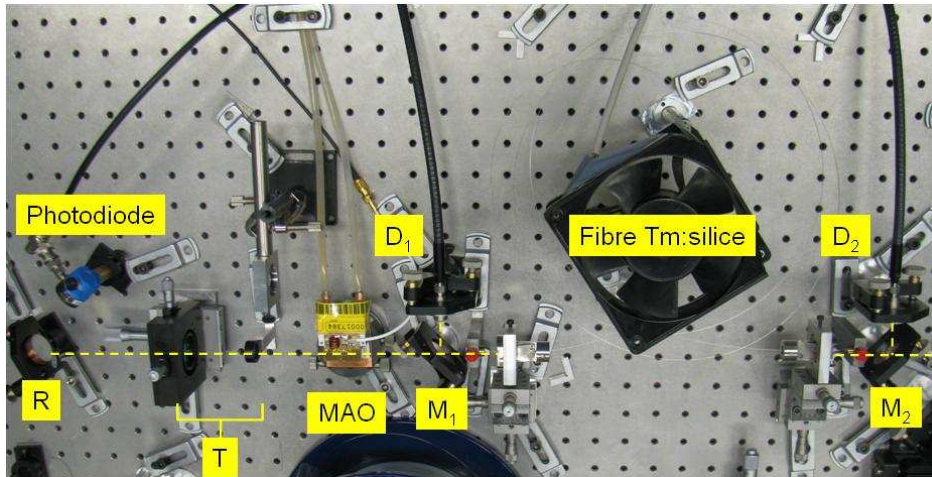


FIG. 2.20 – Source de pompe utilisée.

2.4.1.2 Caractéristiques d'émission du laser de pompage à fibre

Le principe de mise en œuvre du laser paraît facile. Pour le réglage de la puissance moyenne il semble qu'il suffise d'agir sur la puissance des diodes de pompage, et pour la longueur d'onde émise sur la position du réseau. En réalité ces réglages posent quelques difficultés :

- le fait de travailler en régime déclenché implique que suivant la cadence de répétition, la durée des impulsions varie. Aux cadences élevées, le gain accumulé entre deux impulsions successives sera réduit et la durée des impulsions augmente. Pour une cadence fixée, pour conduire une série de mesures avec des durées d'impulsion de pompe constantes, il faut travailler à puissance de pompage constante et procéder par atténuation du faisceau ;
- le gain dans la fibre est très élevé de sorte que le couplage dû à la réflexion sur la face de sortie non traitée de la fibre suffit pour obtenir l'oscillation. Cela constitue également un handicap pour monter en puissance car au-delà d'un certain niveau de puissance de pompage, l'émission spontanée amplifiée prédomine et dégrade les caractéristiques spatiales et spectrales définies pour la cavité du laser à fibre. Pour chaque cadence de répétition la puissance de sortie tend vers une limite supérieure en fonction de la puissance de pompage. La montée en puissance moyenne du laser implique une augmentation de la cadence (cf. Fig. 2.21).

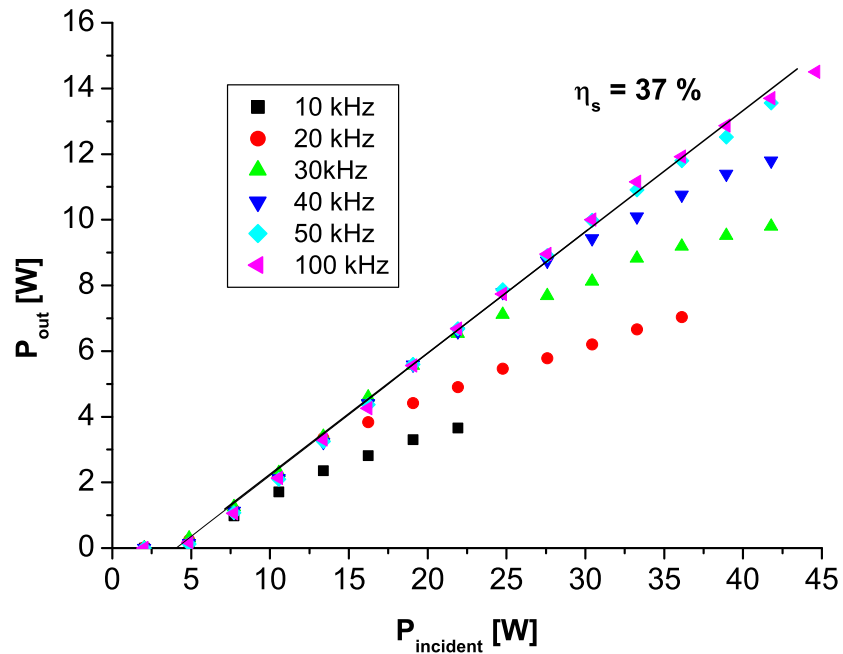


FIG. 2.21 – Puissance moyenne du laser à fibre en fonction de la puissance de pompe pour différentes cadences de répétition.

- la fibre Tm:silice actuellement en service n'est pas à maintien de polarisation de sorte que l'isolation optique, habituellement basée sur les effets de polarisation, devient plus critique et nécessite la mise en œuvre de davantage de composants (cf. § 2.4.2).

Pour la conduite des essais de conversion Raman dans les fibres, la source utilisée a donc les caractéristiques suivantes :

- la puissance moyenne, même si elle peut atteindre plus de la dizaine de watts, est limitée volontairement à 5 W après isolation optique, de manière à éviter la destruction de la face d'entrée de la fibre Raman ;
- la puissance crête et également la densité de puissance qui résulte du fonctionnement en régime monomode sont des paramètres essentiels pour l'interaction non-linéaire. Celles-ci atteignent des valeurs de 10 kW et de plusieurs GW/cm^2 , respectivement ;

- la durée des impulsions est fonction de la puissance de pompe des diodes et de la cadence de répétition (cf. Tab. 2.3) ;
- la longueur d'onde centrale de l'émission peut être ajustée entre 1930 et 2050 nm, le maximum de puissance étant obtenu à $\lambda_p = 1968$ nm pour la fibre utilisée (cf. Fig. 2.22). En augmentant la longueur de la fibre il est possible de déplacer cette valeur jusqu'à une valeur légèrement inférieure à 2100 nm.

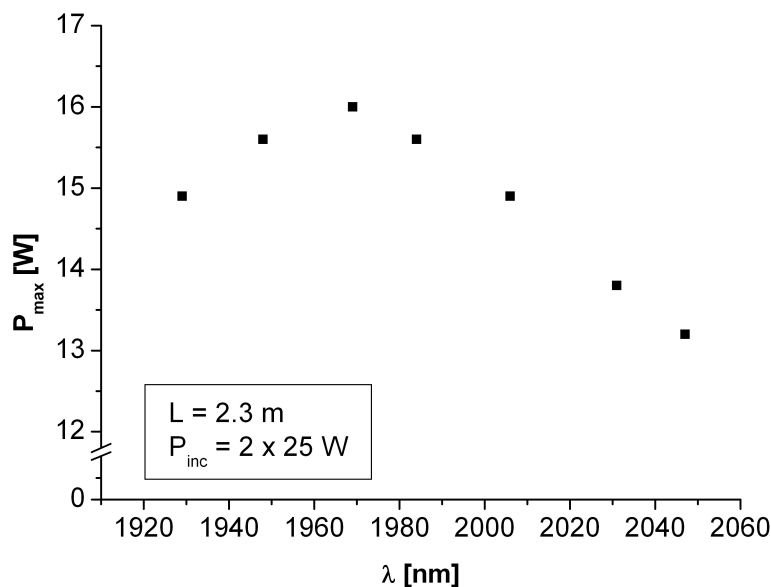


FIG. 2.22 – Domaine d'accordabilité du laser de pompe. Puissance incidente : 2×25 W en CW.

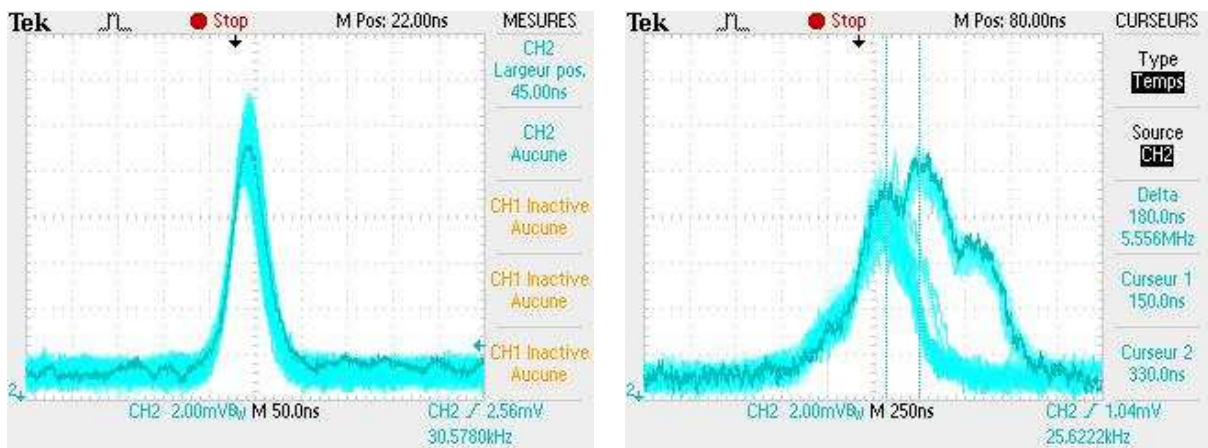
La largeur spectrale de l'émission, qui dépend de la puissance de pompe, est d'environ 10 nm. Pour affiner davantage cette raie, il convient de placer un étalon Fabry-Perot dans la cavité. Cependant dans le cas où cette raie est déjà bien plus étroite que celle de la vibration du milieu dans lequel se fait la conversion Raman ($\text{SiO}_2/\text{GeO}_2$) cette disposition est inutile d'autant plus qu'elle conduirait également à une réduction de la puissance de pompe disponible.

2.4.2 Réalisation d'une isolation optique et d'un atténuateur variable

Il est indispensable de supprimer tout retour du faisceau vers le laser à fibre de pompe, pour deux raisons essentielles :

- à cause du gain important dans la fibre, chaque fraction de faisceau qui revient va être amplifiée dans le laser de pompe et va altérer les caractéristiques temporelles et spatiales de ce dernier. Pour un laser à fibre silice dopée Tm^{3+} du commerce (IPG) le constructeur recommande une isolation optique ayant une atténuation de 40 dB ;
- même si tous les composants servant à l'injection du faisceau de pompe sont traités anti-reflets, il reste les faces de la fibre Raman qui vont renvoyer de façon quasi parfaite une faible fraction de la lumière dans le laser de pompe.

Les oscillogrammes de la Fig. 2.23 montrent l'influence d'un faisceau réfléchi vers le laser de pompe. L'impulsion d'entrée de 45 ns de durée à 30 kHz sans rétro-réflexion est parfaitement stable (Fig. 2.23 (a), accumulation des signaux pendant cinq secondes). Lorsqu'il existe un retour, les impulsions deviennent plus longues, cessent d'être de forme gaussienne et fluctuent avec parfois l'apparition d'une deuxième « bosse » (cf. Fig. 2.23 (b)). Celle-ci apparaît 325 ns plus tard, comme si elle était générée par le retour sur la face de sortie de la fibre Raman longue de 30 m. Pour garantir des impulsions de pompe stables, il est indispensable de pouvoir supprimer ce retour par un isolateur optique.

(a) Impulsion initiale, $t_p = 45$ ns

(b) Impulsion perturbée

FIG. 2.23 – Impulsion de pompe initiale (a) et perturbée (b) par réflexion sur une face de la fibre Raman.

Ce dispositif est généralement basé sur la rotation de polarisation par effet Faraday dans un verre, par exemple TGG (Terbium Gallium Grenat) ou TIG (Terbium Iron Grenat). Ici il

s'agit d'un film de YIG (Yttrium Iron Grenat) déposé sur un substrat. Le fait que le faisceau de pompe ne soit pas polarisé pose un problème nouveau, qui ne peut être résolu qu'en réalisant un système qui permet d'introduire des rotateurs de polarisation sur deux faisceaux polarisés résultant de la séparation du faisceau de sortie en deux parties ayant des polarisations à 90° l'une de l'autre (cf. Fig. 2.24).

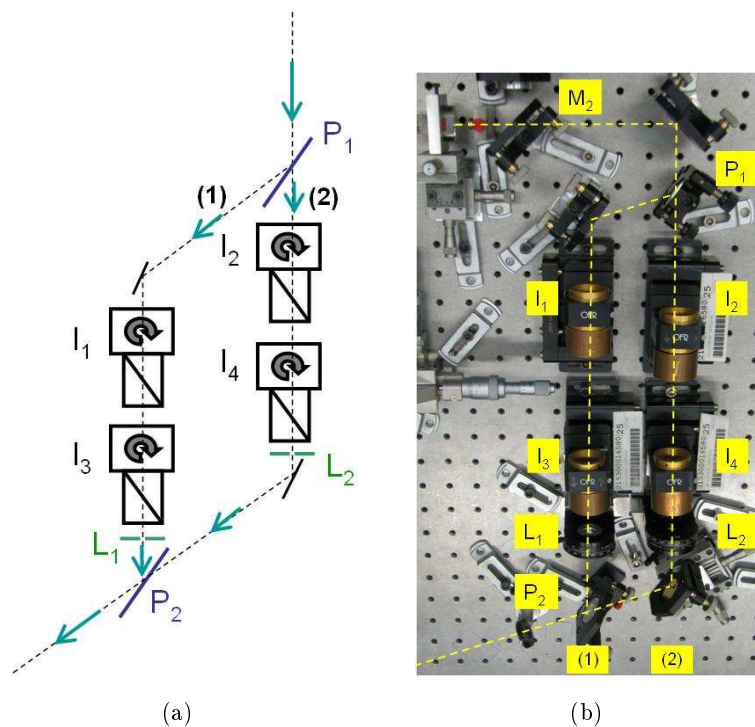


FIG. 2.24 – Schéma de l'isolateur optique, pour lumière non polarisée (a), photographie de l'isolateur optique et de l'atténuateur variable (b).

Un premier polariseur P_1 sépare les deux états de polarisation suivant deux faisceaux (1) et (2). Sur chaque faisceau, deux rotateurs de Faraday sont disposés (I_1 et I_3 sur (1) et I_2 et I_4 sur (2)) avec les éléments de polarisation correspondants et réglés pour que le maximum de puissance soit transmis. En disposant des lames demi-onde L_1 et L_2 en sortie des rotateurs sur les faisceaux (1) et (2) respectivement, une atténuation variable est réalisée suivant l'angle de rotation des polarisations. Un miroir de renvoi sur la voie (2) et un polariseur P_2 permettent de recombinaison les deux faisceaux en un seul.

Avec ce dispositif, la source de pompage n'est pas perturbée par les rétro-réflexions et les mesures peuvent être faites à durée d'impulsion constante en fonction de la puissance moyenne

de pompe et pour chaque cadence de répétition. Il est à noter que pour avoir une isolation optique suffisante, il a été nécessaire de disposer en série sur chaque branche deux rotateurs de Faraday, car chacun d'eux, défini pour une longueur d'onde un peu plus basse, ne fournissait pas une atténuation suffisante à la longueur d'onde fixée pour le pompage du convertisseur Raman.

Malgré le réglage optimisé du système d'isolation optique, la puissance disponible pour le pompage d'une fibre Raman a été réduite d'environ 30 à 50 % par rapport à celle disponible en sortie du laser de pompe.

2.4.3 Caractéristiques du milieu convertisseur - fibre dopée au GeO_2

Différentes fibres optiques à cœur dopé au GeO_2 ont été approvisionnées au FORC de Moscou. Leurs caractéristiques sont répertoriées dans le Tab. 2.2. Le nombre de modes guidés N dans

Fibre	GeO_2 (%)	$2r_C$ (μm)	ON	$\alpha_{1.98 \mu\text{m}}$ (dB/km)	$\alpha_{2.16 \mu\text{m}}$ (dB/km)	N à $2 \mu\text{m}$
444af	98	4.5×4.5	0.68	122	121	10
452af	63	11×13	0.55	11	51	52
448b	54	7×7	0.5	14	63	14
448ah	54	10×12	0.5	12	66	36

TAB. 2.2 – Caractéristiques des fibres optiques achetées au FORC.

une fibre à saut d'indice, de rayon de cœur r_C est donné par (cf. Chapitre I, § 1.3.3)

$$N \approx V^2/2 \quad (2.26)$$

où V est la fréquence spatiale normalisée de la fibre

$$V = k r_C ON. \quad (2.27)$$

$k = 2\pi/\lambda$ est le vecteur d'onde, N est arrondi au nombre pair inférieur le plus proche de la valeur calculée, car à une figure d'interférences correspondent toujours deux états de polarisation. ON est l'ouverture numérique de la fibre optique permettant à la lumière injectée dans la fibre de se réfléchir à l'interface entre le cœur (d'indice n_1) et la gaine (d'indice n_2), donc de se propager par réflexion totale interne

$$ON = \sin \frac{\theta}{2} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \quad (2.28)$$

La longueur d'onde de coupure d'une fibre optique λ_C est définie pour une fréquence spatiale normalisée égale à 2.405. La fibre est monomode pour $V \leq 2.405$ soit pour toutes les longueurs

d'onde $\lambda \geq \lambda_C$

$$\lambda_C = \frac{2\pi}{V}ON = \frac{2\pi}{2,405}ON. \quad (2.29)$$

Les longueurs d'onde de coupure des fibres 444af, 452af, 448b et 448ah sont 4.00 μm , 8.62 μm , 4.57 μm et 7.18 μm , respectivement. Ces fibres ne sont pas monomodes vers 2 μm .

Les courbes d'atténuation des quatre fibres fournies par le FORC sont présentées sur la Fig. 2.25. Pour les fibres 452af et 448b, les valeurs d'atténuation n'étaient pas disponibles au-delà de 2.16 μm et 2.1 μm , respectivement. Ces courbes ont été prolongées au-dessus de 2.2 μm par ajustement avec des courbes exponentielles (logiciel Origin).

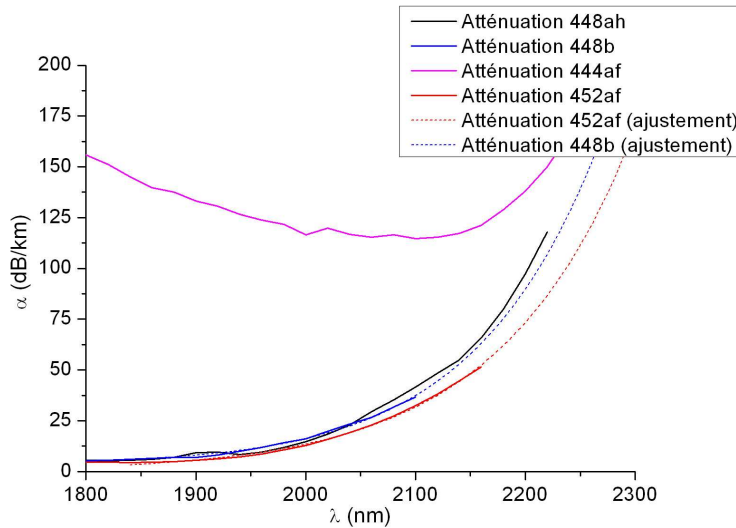


FIG. 2.25 – Courbes d'atténuation des quatre fibres dopées GeO₂ disponibles.

D'après le Tab. 2.2 et la Fig. 2.25, les valeurs d'atténuation de ces fibres dopées au GeO₂ sont assez élevées. L'absorption n'est pas proportionnelle au pourcentage de GeO₂ dans la silice, car dans ce cas d'après la Fig. 2.3 (b), l'atténuation de la fibre 444af devrait être inférieure au dB/km et celle de 452af devrait être de l'ordre de 5 dB/km à 2.16 μm . D'après l'article de Dianov [DMN⁺97], ces fibres fortement dopées au GeO₂ sont extrêmement sensibles aux conditions de fibrage. Une augmentation de température de 50 °C (température standard de fibrage : 1900 °C) ou une vitesse de fibrage de 40 m/min au lieu de 60 peuvent augmenter fortement les pertes. Des conditions de fibrage inadaptées peuvent être à l'origine d'imperfections à l'interface cœur/gaine des fibres optiques provoquant de fortes atténuations.

Ces fibres sont également très sensibles à l'homogénéité de la répartition des molécules de GeO_2 dans le cœur et à leur codopage en P_2O_5 qui diffuse dans le cœur lors du fibrage. Ainsi, l'avantage des fibres dopées GeO_2 dans cette étude est plutôt la largeur réduite de la raie de la vibration et la meilleure section efficace de diffusion Raman de GeO_2 que l'atténuation de ce matériau autour de $2 \mu\text{m}$.

L'avantage des fibres 444af et 448b est leur faible diamètre de cœur, qui se traduit par un nombre de modes guidés moins important. Cependant ce diamètre réduit empêche l'injection d'une forte puissance lumineuse car leur seuil de destruction (de l'ordre du GW/cm^2) est rapidement atteint.

La fibre 444af, très fortement dopée en GeO_2 (98 %), possède une ouverture numérique importante car l'indice de réfraction du cœur est élevé : à $2 \mu\text{m}$, $n_{\text{GeO}_2,\text{pur}} = n_1 = 1.589$ et $n_{\text{SiO}_2,\text{pur}} = n_2 = 1.438$. Ainsi, un faisceau laser sort de la fibre avec un angle important

$$\sin \frac{\theta}{2} = 0.68 \Rightarrow \frac{\theta}{2} = 43^\circ. \quad (2.30)$$

Des lentilles d'injection et de collimation transparentes vers $2 \mu\text{m}$, de très courte focale et avec un diamètre suffisamment grand transmettent la totalité du faisceau. En utilisant des lentilles asphériques ayant un diamètre de 5 mm, une distance focale de 7 mm et une ON de 0.57, l'injection du faisceau laser dans cette fibre s'est révélée très difficile. Le meilleur rendement d'injection réalisé atteint 34 %. De plus, son atténuation autour de $2 \mu\text{m}$, de plus de 110 dB/km (cf. Fig. 2.25), est trop importante pour réaliser une conversion Raman efficace dans cette gamme spectrale. La fibre 444af n'a donc pas été utilisée dans la suite de cette étude.

La fibre 448b a un diamètre de cœur plus important que la fibre 444af, une ON de 0.5 et est moins dopée en GeO_2 , i.e. 54 %, ce qui implique à la fois une aire effective plus grande, permettant d'injecter une plus forte puissance lumineuse dans la fibre, mais également un gain Raman plus faible et un nombre de modes propagés légèrement plus élevé. Les lentilles utilisées pour l'injection ont une ouverture numérique de 0.53 et une focale de 4.6 mm, ce qui a permis d'atteindre un rendement d'injection moyen de l'ordre de 75 %.

Les fibres 452af et 448ah ont des caractéristiques similaires mis à part le dopage en germanium qui est légèrement supérieur pour la fibre 452af (63 % contre 54 % pour 448ah, cf. Tab. 2.2), ainsi que le nombre de modes guidés. Elles ont toutes les deux un cœur elliptique dont la longueur des axes varie entre 10 et $13 \mu\text{m}$, ainsi qu'une ouverture numérique et des valeurs

d'atténuation semblables.

Les répartitions spatiales du faisceau de pompe à 2 μm à la sortie des fibres 448b, 448ah et 452af sont présentées Fig. 2.26. Ces profils spatiaux ont été obtenus pour une puissance

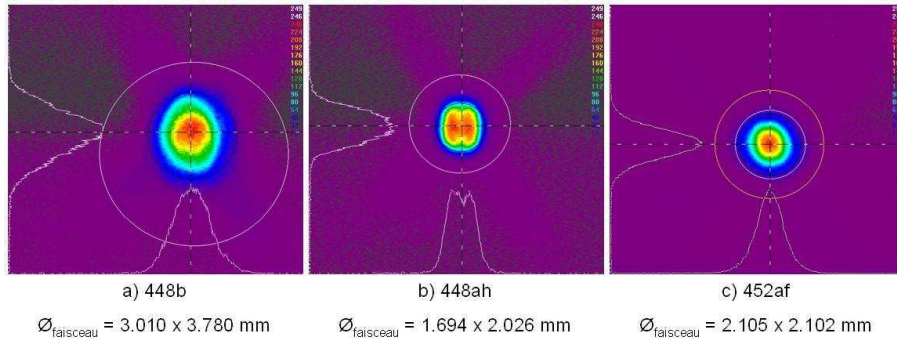


FIG. 2.26 – Faisceaux collimatés en sortie des fibres 448b (a), 448ah (b) et 452af (c), après un réglage optimal de l'injection.

moyenne injectée de 1 W et permettent de vérifier la qualité de l'injection.

Il est très difficile d'injecter le faisceau de pompe uniquement dans le mode fondamental de la fibre 448ah car la propagation se fait de façon préférentielle sur les modes fondamentaux (TEM_{00}/LP_{01}) et LP_{11} (cf. Fig. 2.26).

Même s'il ressemble à celui d'une gaussienne, le profil spatial du faisceau collimaté en sortie de fibre 448b montre que la propagation du faisceau de pompe dans le mode fondamental n'est pas parfaite. Le rendement d'injection maximal obtenu dans cette fibre est satisfaisant ; il a été évalué à 75 %.

La fibre 452af paraît intéressante, car malgré le fait qu'elle soit légèrement multimode, le rendement d'injection maximal dans le mode fondamental a été évalué à plus de 80 % et le profil spatial du faisceau collimaté semble gaussien.

Finalement, les trois fibres 448b, 448ah et 452af peuvent convenir pour la conversion Raman. Toutefois 452af semble plus appropriée : l'injection dans le mode TEM_{00} est « propre » (cf. Fig. 2.26) et elle possède la valeur d'atténuation la plus faible à 2.2 μm (75 dB/km au lieu de 100 dB/km environ pour 448b et 448ah, cf. Fig. 2.25). De plus son dopage légèrement supérieur en GeO₂ devrait accroître le gain Raman. L'injection dans le mode fondamental

est assez simple à réaliser et au vu du profil spatial de la pompe présenté Fig. 2.26, un bon facteur de qualité du faisceau Stokes est attendu. Finalement, l'aire effective de cette fibre, plus élevée, peut permettre d'injecter une puissance lumineuse plus forte sans arriver à la limite de destruction du matériau. C'est donc 452af qui a été choisie pour les expériences de conversion Raman décrites par la suite. La Fig. 2.27 est une photographie de la fibre telle qu'elle a été disposée dans le montage expérimental, à la suite du dispositif d'isolation optique représenté Fig. 2.24 (b).

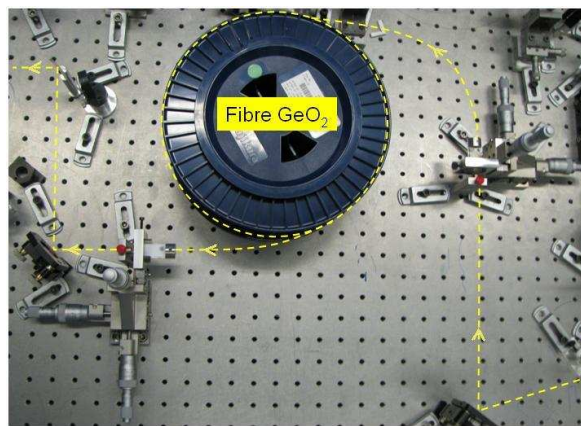


FIG. 2.27 – Fibre 452af utilisée et trajet du faisceau lumineux (en pointillés).

2.4.4 Dispositif expérimental utilisé pour les mesures effectuées en simple-passage de pompe

Le faisceau de pompe est injecté dans 30 m de la fibre 452af (dopée au GeO_2 à 63 %), en simple passage c'est-à-dire sans cavité résonante pour l'onde Stokes ni rétro-réflexion de la pompe en sortie de fibre. Les lentilles sélectionnées pour l'injection du faisceau de pompe dans la fibre et la collimation du faisceau de sortie de fibre ont une distance focale $f = 4.6$ mm. Leur ON est de 0.53, i.e. proche de celle de la fibre 452af qui est de 0.55. Ces lentilles sont en TAC4 (verre Kodak laissant passer près de 96 % du faisceau à $2 \mu\text{m}$), asphériques et traitées anti-réfléchissantes entre 1.8 et $2.3 \mu\text{m}$ de manière à minimiser les aberrations et à transmettre un maximum de puissance au milieu Raman. Les extrémités de la fibre à cœur dopé au GeO_2 sont montées sur des supports de type trois axes permettant un réglage fin de l'injection et une parfaite collimation du faisceau en sortie de fibre.

2.4.4.1 Réglage de l'injection

La fibre 452af utilisée est multimode (cf. Tab. 2.2). L'isolation optique indépendante de la polarisation qui a été réalisée permet d'injecter le rayonnement de pompe issu de chaque polarisation dans le mode fondamental, les deux chemins optiques (branches 1 et 2, cf. Fig. 2.18) ayant la même longueur.

Afin de calculer le rendement d'injection de la pompe dans la fibre dopée au GeO₂, il faut tenir compte de la transmission de chaque milieu traversé par la pompe et de la réflexion à chaque interface, entre l'entrée et la sortie de la fibre. Pour être correcte, la mesure du rendement d'injection doit être faite pour une puissance de pompe inférieure au seuil de conversion Raman, lorsque la pompe n'est pas déplétée. La Fig. 2.28 résume les termes à prendre en compte pour ce calcul.

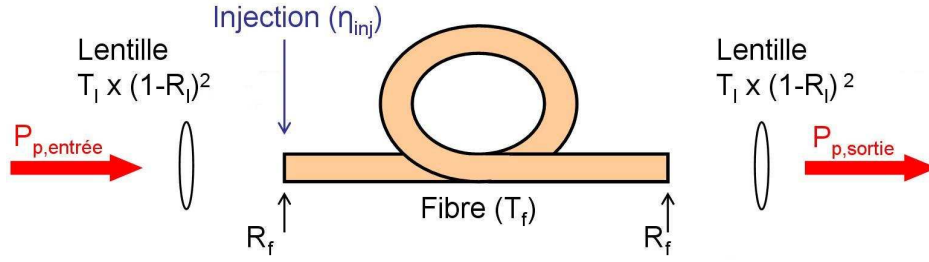


FIG. 2.28 – Paramètres à prendre en compte pour le calcul du rendement d'injection.

Les pertes par désadaptation modale (inférieures à 0.5 %) sont ignorées. Finalement, le rendement d'injection est

$$\eta_{inj} = \frac{P_{p,sortie}}{P_{p,entree} [T_l (1 - R_l)^2]^2 (1 - R_f)^2 T_f}. \quad (2.31)$$

R_l est le coefficient de réflexion à l'interface air/lentille et R_f celui à l'interface air/fibre. La transmission de la fibre T_f dépend de la longueur de fibre utilisée L_f et de son absorption à la longueur d'onde de pompe $\alpha_p(\lambda_p)$

$$T_f = e^{-\alpha_p(\lambda_p)L_f}. \quad (2.32)$$

La courbe $\alpha(\lambda)$ pour la fibre 452af a été mesurée au FORC et est présentée Fig. 2.25. Les réflexions aux interfaces air/lentille R_l sont négligeables car celles-ci sont traitées anti-reflet pour toutes les longueurs d'ondes considérées. L'indice de réfraction de la fibre dans la gamme spectrale [1.8 – 2.3] μm est égal à $n_f = 1.52$, ainsi la réflexion à chaque interface air/fibre est

$$R_f = 4.25 \%$$

Le Tab. 2.3 récapitule la longueur d'onde centrale d'émission de la pompe, la puissance maximale disponible après l'isolation optique (i.e. avant la lentille d'injection dans la fibre dopée au GeO_2) et le rendement d'injection moyen mesuré pour différentes cadences de répétition du laser.

f_{rep} (kHz)	λ_p (μm)	$P_{p,max}$ (W)	η_{inj} (%)
30	1.96	2	84
40	1.97	4	83
50	1.98	3.5	80
60	1.98	4.1	78
70	1.98	4.1	81
80	1.98	4.3	81
90	1.98	4.4	83

TAB. 2.3 – Caractéristiques du faisceau de pompe et rendement d'injection moyen dans la fibre Raman pour différentes cadences de répétition du laser.

La Fig. 2.29 représente, pour chaque fréquence de répétition de 30 à 90 kHz, la durée moyenne des impulsions pour tous les points de mesure relevés.

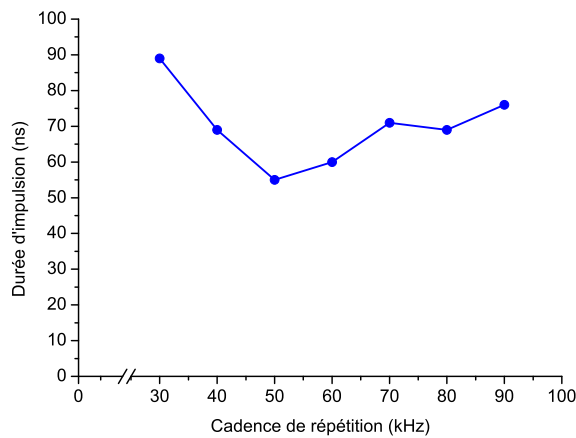


FIG. 2.29 – Durées d'impulsion moyennes en fonction de la cadence de répétition du laser de pompe.

Les séries de mesures pour des cadences de répétition allant de 50 à 90 kHz ont été effectuées les unes à la suite des autres sans aucune modification du montage expérimental. La longueur d'onde centrale d'émission est la même (i.e. 1.98 μm).

A cadence de répétition différente, les durées d'impulsion varient (cependant le rendement d'injection ne dépend pas de la durée d'impulsion). Les puissances de pompe maximales disponibles diminuent avec la cadence de répétition, le laser devient instable plus rapidement (prédominance de l'ASE, cf. page 64). A cause de l'endommagement de la fibre silice dopée thulium pendant les campagnes de mesures à 30 et 40 kHz, le laser de pompe a dû être réglé plusieurs fois et le maximum de puissance n'a pas été obtenu à 1.98 μm mais à 1.96 μm pour 30 kHz et à 1.97 μm pour 40 kHz.

Pour optimiser l'injection, il s'agit grâce aux lentilles d'injection et de collimation, d'adapter parfaitement le rayon du mode fondamental du faisceau de pompe $w_{0,p}$ à celui de la fibre optique $w_{0,f}$. Le diamètre moyen du faisceau de pompe collimaté est de 1.503 mm (moyenne sur trois mesures différentes). Le profil spatial de la pompe est présenté Fig. 2.30. La fibre

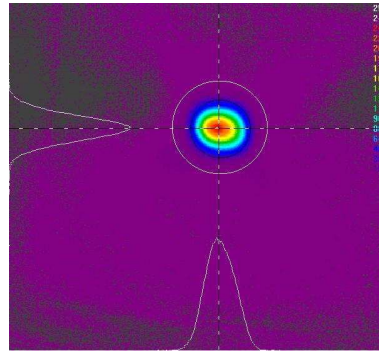


FIG. 2.30 – Profil spatial du faisceau de pompe collimaté, diamètre pour cette mesure : 1.493 mm.

ayant une ouverture numérique de 0.55 et un cœur elliptique de diamètre moyen $2r_C = 12 \mu\text{m}$, le diamètre du mode fondamental peut être calculé par la formule (cf. Chapitre I, § 1.3.4)

$$2w_{0,f} = 2r_C(0.65 + 1.619V^{-1.5} + 2.876V^{-6}) \quad (2.33)$$

où V est la fréquence spatiale normalisée de la fibre, définie par l'Eq. 2.27. Soit, pour la fibre 452af et à une longueur d'onde de 2 μm , $V = 10.4$ et $2w_{0,f} = 8.4 \mu\text{m}$. La valeur $2w_1$ du diamètre du faisceau à l'entrée de la lentille est

$$2w_1 = \frac{2\lambda f}{\pi w_{0,f}}. \quad (2.34)$$

La lentille d'injection choisie est assez bien adaptée pour permettre d'obtenir ce diamètre de mode. Le diamètre du faisceau à l'entrée $2w_{0,p} = 1.503$ mm ne diffère que de peu du diamètre idéal $2w_1 = 1.394$ mm.

L'adaptation modale doit être ajustée expérimentalement pour optimiser le rendement d'injection. En pratique, il s'agit tout d'abord d'injecter la pompe dans la fibre de manière à transmettre suffisamment de puissance lumineuse pour visualiser le faisceau collimaté en sortie à l'aide d'une caméra et mesurer son diamètre. Il est ensuite nécessaire d'adapter le diamètre du faisceau de pompe arrivant à l'entrée de la fibre Raman au diamètre mesuré en sortie, au besoin à l'aide d'un télescope. Finalement, la position de la face d'entrée de la fibre doit être ajustée de manière à augmenter le rendement d'injection.

Dans cette expérience, les diamètres de mode des deux faisceaux collimatés étant très proches, il a suffi de défocaliser légèrement la lentille de collimation de sortie du laser de pompe pour réaliser l'adaptation modale : le faisceau de sortie du laser de pompe n'est plus collimaté, mais la variation du diamètre est de quelques micromètres seulement sur plus d'un mètre de distance ce qui est sans influence sur l'expérience.

2.4.4.2 Profil temporel des impulsions

La réalisation de l'atténuateur variable a permis de travailler avec des durées d'impulsions constantes, pour une cadence de répétition donnée. La Fig. 2.31 représente des relevés d'oscilloscope à 50 kHz, acquis pendant une durée de 1 et de 5 s respectivement avec une photodiode InAs utilisée dans sa plage de fonctionnement linéaire. Les impulsions de pompe, dont la durée est de 55 ns à 50 kHz, restent stables.

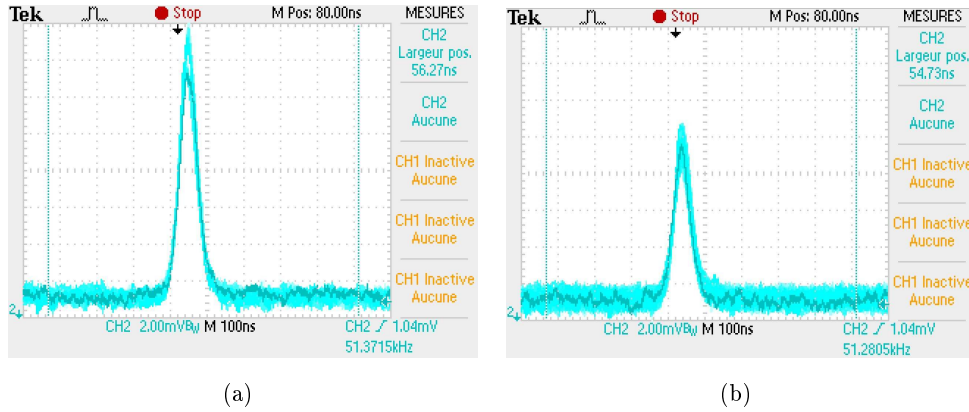


FIG. 2.31 – Profil temporel des impulsions de pompe, pour des persistances de 1 s (a) et de 5 s (b).

2.4.4.3 Séparation des faisceaux et points de mesure

L'évolution des puissances Stokes et de pompe résiduelle a été mesurée en sortie de fibre dopée au GeO₂ en fonction de la puissance de pompe injectée dans la fibre, pour différentes cadences de répétition allant de 30 à 90 kHz.

Pour chacun des points de mesure, la forme temporelle des impulsions de pompe est enregistrée sur l'oscilloscope à l'aide d'une photodiode.

En sortie de fibre dopée au GeO₂, l'onde Stokes générée et la pompe résiduelle sont séparées par un filtre diélectrique (F), hautement réfléchissant (HR) pour l'onde Stokes et dont la transmission à la longueur d'onde de pompe est de 20 % en incidence normale. Le faisceau réfléchi fait un léger angle par rapport à la normale, de manière à relever les valeurs de puissance moyenne à l'aide d'un puissance-mètre thermique en trois points (cf. Fig. 2.32) : il s'agit de la puissance totale en sortie de fibre (1) ainsi que les puissances transmise (2) et réfléchie (3) par le filtre F .

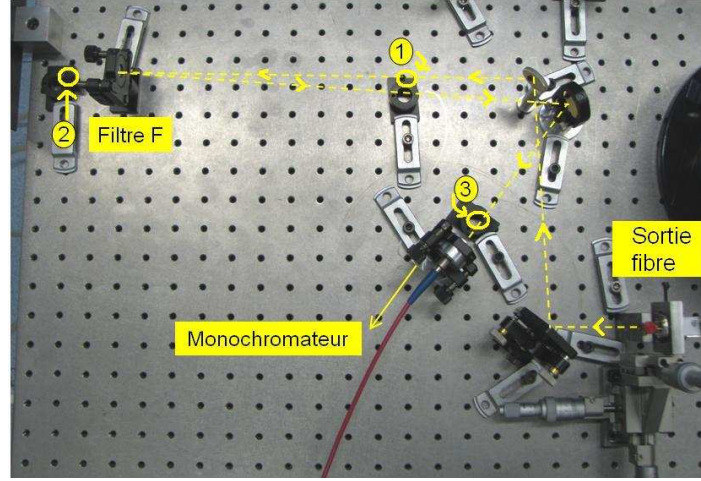


FIG. 2.32 – Séparation des faisceaux de pompe résiduelle et Stokes.

Le spectre de sortie réfléchi par (F) est relevé à l'aide d'une fibre optique reliée à un monochromateur.

2.4.5 Mesure de la qualité du faisceau Stokes

Pour l'application envisagée, il est nécessaire que le faisceau Stokes ait une divergence faible, i.e. $M^2 < 2$. La qualité du faisceau Stokes en sortie de fibre dopée au GeO_2 a été mesurée pour une puissance Stokes crête de 100 W à 50 kHz (soit environ 250 mW moyens, avec une durée d'impulsion de 50 ns). Le filtre (F) a donc été remplacé par un miroir diélectrique orienté à 45° permettant d'éliminer la totalité du faisceau de pompe et de réfléchir 35 % du faisceau Stokes.

Pour évaluer la qualité du faisceau Stokes (longueur d'onde située vers $2.16 \mu\text{m}$), on mesure son profil au foyer d'une lentille. Les mesures de diamètre de faisceau sont effectuées dans et au voisinage de la zone de Rayleigh. A l'aide d'une caméra, on mesure le diamètre du faisceau $2w_1(z)$ à différentes distances z de la lentille de focalisation (« z-scan »). Le diamètre du faisceau collimaté en sortie de fibre dopée au GeO_2 étant de 1.503 mm et en utilisant une lentille de focale $f_l = 150 \text{ mm}$, le rayon théorique w_0 de la tache focale est égal à [Fon05]

$$w_0 = \frac{\lambda_S f_l}{\pi w_1} \approx \frac{2.15 \times 10^{-6} \cdot 150 \times 10^{-3}}{\pi \cdot 0.75 \times 10^{-3}} \approx 137 \mu\text{m}. \quad (2.35)$$

La distance de Rayleigh z_R est

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda_S} \approx \frac{\pi \cdot (137 \times 10^{-6})^2}{2.15 \times 10^{-6}} \approx 2.74 \text{ cm}. \quad (2.36)$$

Six points ont été relevés sur une distance correspondant à $2z_R$, soit un point tous les 1 mm environ, ainsi que dix points supplémentaires en-dehors de $2z_R$. La courbe $w = f(z)$ a ensuite été ajustée par l'équation

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{(z - z_0)^2 \lambda_S^2 (M^2)^2}{\pi^2 w_0^4}}, \quad (2.37)$$

où z_0 est la distance lentille-waist, i.e. la distance focale de la lentille f_l . Les courbes de la Fig. 2.33 représentent les points de mesure et l'ajustement correspondant, pour une estimation horizontale (i.e. M_X^2) et verticale (i.e. M_Y^2) de la qualité du faisceau Stokes.

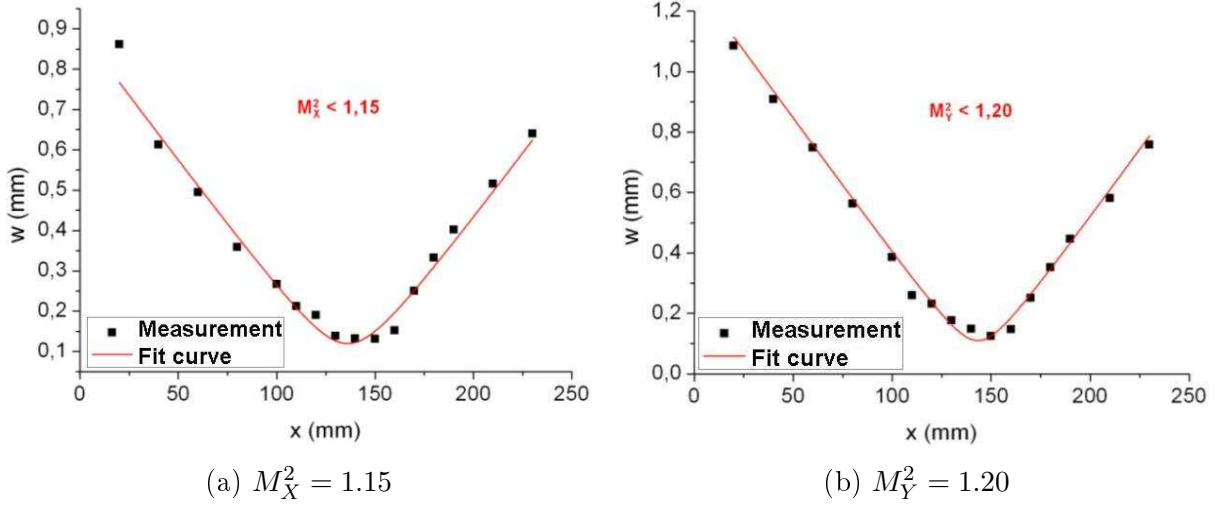


FIG. 2.33 – Mesure de la qualité du faisceau Stokes en sortie de fibre dopée au GeO₂ à 50 kHz.

La qualité du faisceau a été évaluée à $M_X^2 = 1.15$ et $M_Y^2 = 1.20$. Elle indique que la propagation du rayonnement Stokes converti se fait bien dans le mode fondamental de la fibre, même si celle-ci est multimode à $2 \mu\text{m}$ (d'après l'Eq. (2.27), $V = 10.4$ à $2 \mu\text{m}$).

2.4.6 Etude de la conversion Raman à 60 kHz

Des séries de mesures de puissances ont été effectuées pour chaque cadence de répétition du Tab. 2.3. Ce paragraphe décrit les phénomènes observés pour une cadence de 60 kHz. Une comparaison entre les résultats obtenus à différentes cadences est présentée au § 2.4.7.

2.4.6.1 Profil temporel des impulsions de pompe

A 60 kHz, les impulsions de pompe sont restées stables pendant toute la durée des essais, avec une largeur moyenne de 60 ns FWHM. La Fig. 2.34 met en évidence la stabilité temporelle

des impulsions (superposition sur une durée de 5 s).

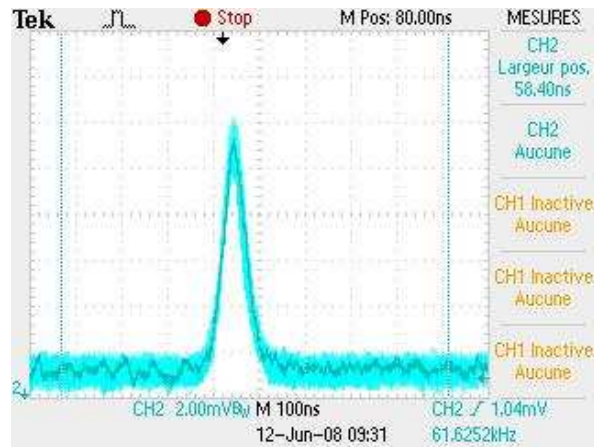


FIG. 2.34 – Stabilité temporelle des impulsions de pompe acquises à 60 kHz avec une persistance de 5 s.

2.4.6.2 Spectres observés

La source de pompe peut émettre un rayonnement accordable entre 1.93 et 2.05 μm , que l'on peut ajuster par le réseau. La largeur spectrale FWHM des impulsions varie en fonction de la longueur d'onde choisie dans la plage d'accordabilité du laser. Le spectre de la pompe, avant injection dans la fibre dopée au GeO_2 , est présenté Fig. 2.35.

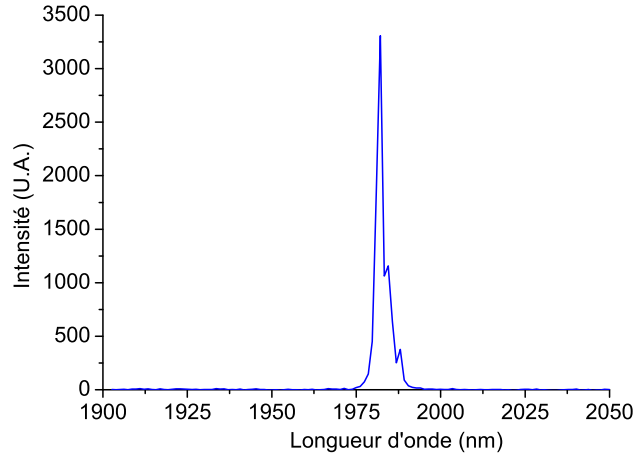


FIG. 2.35 – Répartition spectrale des impulsions de pompe, avant injection dans la fibre Raman.

La longueur d'onde centrale a été fixée à $1.982 \mu\text{m}$ pour correspondre au maximum de puissance moyenne délivrée par le laser [Eic05a]. La largeur de raie FWHM a été évaluée à 9 nm . Au fur et à mesure que la puissance de pompe est injectée dans la fibre Raman, le signal Stokes apparaît et croît. La Fig. 2.36 présente l'évolution du spectre, en fonction de la puissance de pompe injectée.

Expérimentalement, un signal Stokes apparaît à une puissance moyenne de pompe injectée d'environ 1.3 W , soit une puissance crête de 340 W . Toutefois ces mesures ne permettent pas encore de donner une valeur précise du seuil de conversion Raman. Le spectre du premier ordre Stokes a une largeur à mi-hauteur d'environ 30 nm et est centré à $\lambda_S = 2.164 \mu\text{m}$. Pour une onde de pompe à $1.982 \mu\text{m}$, cela correspond donc à un déplacement en fréquence de $\nu_R = 424 \text{ cm}^{-1}$. Cette valeur se situe entre celle des fréquences de vibration du GeO₂ et du SiO₂ purs, i.e. 420 et 440 cm^{-1} , respectivement.

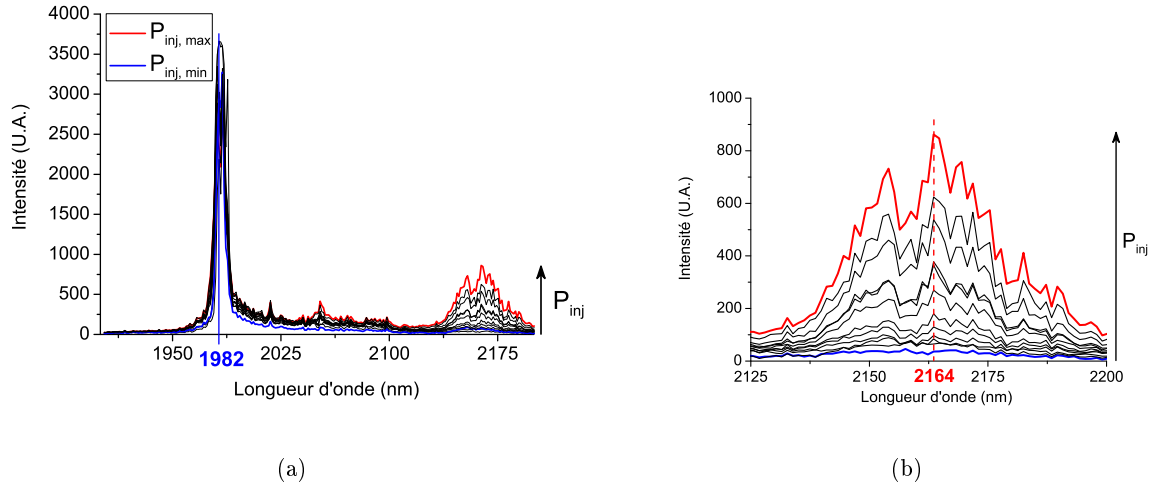


FIG. 2.36 – Spectre du faisceau en sortie de fibre Raman, pour des puissances de pompe injectée croissantes : spectre complet (a) et premier ordre Stokes uniquement (b).

2.4.6.3 Evolution de la puissance Stokes en fonction de la puissance de pompe

A 60 kHz la puissance de pompe maximale disponible est de 4.1 W moyens soit une puissance crête de 1.07 kW. Les courbes d'évolution des puissances de pompe résiduelle et Stokes en fonction de la puissance de pompe injectée sont présentées sur la Fig. 2.37.

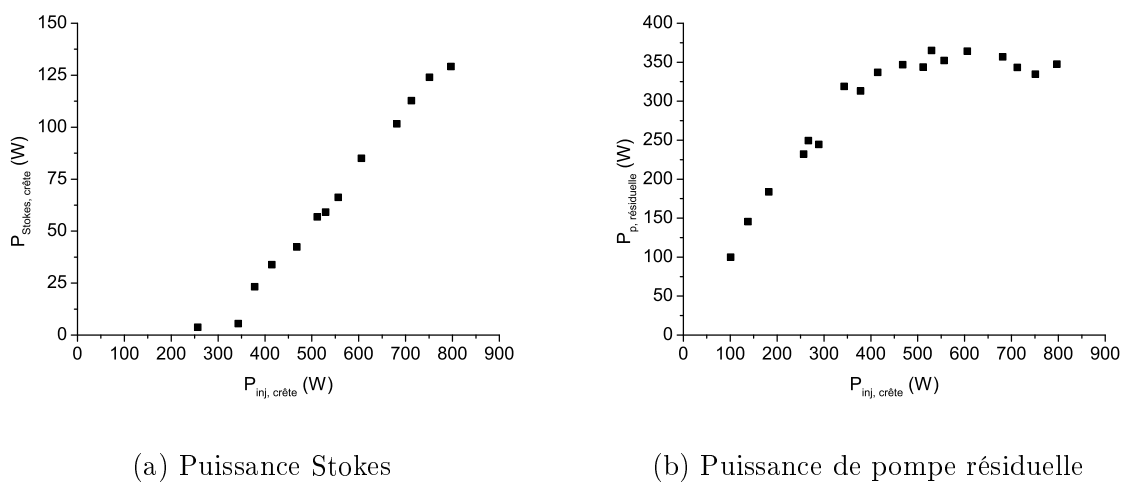


FIG. 2.37 – Evolution des puissances crêtes de pompe résiduelle et Stokes en sortie de fibre dopée au GeO_2 , pour une cadence de répétition de 60 kHz.

Le seuil de conversion Raman peut être défini de plusieurs manières (cf. Chapitre I, § 1.3.6.1) :

- Smith [Smi72] propose de considérer le seuil comme étant la puissance injectée dans la fibre pour laquelle la puissance Stokes est égale à la puissance de pompe résiduelle. Cette définition ne s'applique pas à notre expérience, car la puissance Stokes maximale obtenue en sortie de fibre est égale à 129 W crête (i.e. 501 mW de puissance moyenne) et elle n'atteint jamais la valeur de la puissance de pompe résiduelle.
- Straka [SR04] définit le seuil de conversion Raman comme étant la puissance de pompe injectée à partir de laquelle 1 % est convertie en puissance Stokes. Pour notre expérience cette définition conduit à une puissance seuil de conversion Raman égale à 343 W crête, générant 5.6 W crête de puissance Stokes soit plus de 1 % de la puissance injectée.

D'après la Fig. 2.37, dès que le seuil de conversion Raman est atteint, la puissance Stokes croît linéairement en fonction de la puissance injectée. En revanche, l'évolution de la puissance de pompe résiduelle se scinde en deux parties :

- tout d'abord, une croissance linéaire qui correspond à la puissance de pompe injectée, atténuée par l'absorption de la fibre

$$P(z) = P_{inj} \times T_f, \quad (2.38)$$

où T_f est la transmission de la fibre à la longueur d'onde de pompe, définie par l'Eq. (2.32). Pour une fibre de 30 m et une longueur d'onde de 1.98 μm , $\alpha_p = 10.65$ dB/km : T_f est donc égal à 93 %. Il est possible de vérifier que la pente de la pompe est égale à 90.4 %.

- Ensuite, dès que le seuil de conversion Raman est atteint, i.e. dès que la puissance de pompe injectée dépasse les 343 W crête, toute la puissance injectée au-dessus du seuil est convertie en émission Stokes par diffusion Raman stimulée, et la puissance de pompe résiduelle n'augmente plus. La pente de cette courbe diminue.

L'allure théorique de l'évolution de la puissance de pompe résiduelle en fonction de la puissance de pompe injectée a été tracée Fig. 2.38 d'après les équations couplées simplifiées du processus d'amplification Raman en simple-passage de pompe (cf. Chapitre I, Eq. (1.42) et (1.43))

$$\begin{aligned} \frac{dP_p}{dz} &= -\frac{\lambda_S}{\lambda_p} g_R P_p P_S - \alpha_p P_p \\ \frac{dP_S}{dz} &= g_R P_p P_S - \alpha_S P_S. \end{aligned} \quad (2.39)$$

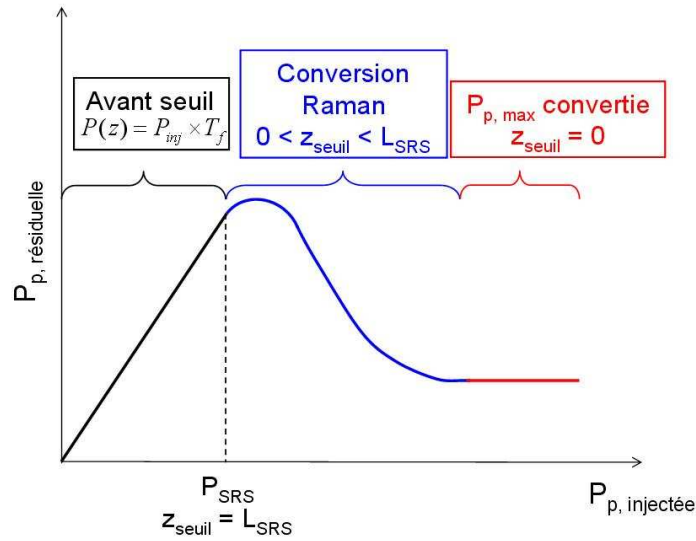


FIG. 2.38 – Puissance de pompe résiduelle en sortie d’une fibre de longueur L_{fibre} , en fonction de la puissance de pompe injectée.

L’explication de ce phénomène est décrite sur la Fig. 2.39.

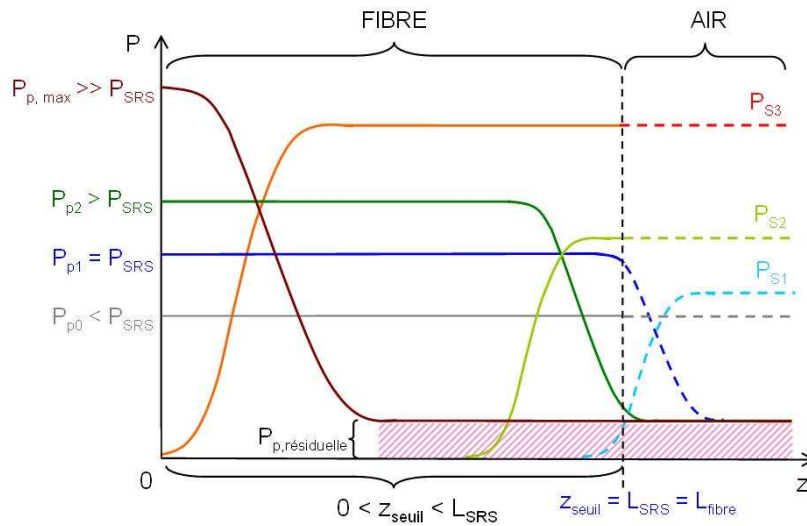


FIG. 2.39 – Conversion Raman le long d’une fibre : évolution des puissances de pompe et Stokes en fonction du trajet parcouru dans la fibre, pour une puissance injectée croissante.

- Tant que la puissance de pompe injectée P_{p0} est inférieure au seuil de conversion Raman P_{SRS} , aucun photon Stokes n'est généré.
- Dès que la puissance injectée atteint une valeur suffisamment élevée P_{p1} , des photons Stokes commencent à apparaître (P_{S1}) à une distance L_{SRS} qui correspond à la longueur totale de la fibre.
- Plus la puissance de pompe injectée dans la fibre augmente, plus la distance à laquelle le seuil de conversion Raman apparaît z_{seuil} se rapproche de l'entrée de la fibre. La proportion de la puissance de pompe convertie en puissance Stokes est donc de plus en plus importante ($P_{S3} > P_{S2} > P_{S1}$).
- Si la puissance de pompe disponible est suffisante, il devrait être possible de convertir la totalité de la pompe injectée $P_{p,max}$ en puissance Stokes. Cependant contrairement à une impulsion en forme de créneau, une partie de la gaussienne reste toujours en-dessous du seuil de conversion Raman et un résiduel de pompe $P_{p,residuelle}$ n'est jamais converti (cf. Fig. 2.40 (b)).

L'exemple de la Fig. 2.40 montre, pour une impulsion gaussienne injectée de durée 60 ns et de puissance moyenne 2 W, la répartition de l'impulsion de sortie entre la pompe résiduelle et le premier ordre Stokes : seule la partie centrale de l'impulsion est convertie.

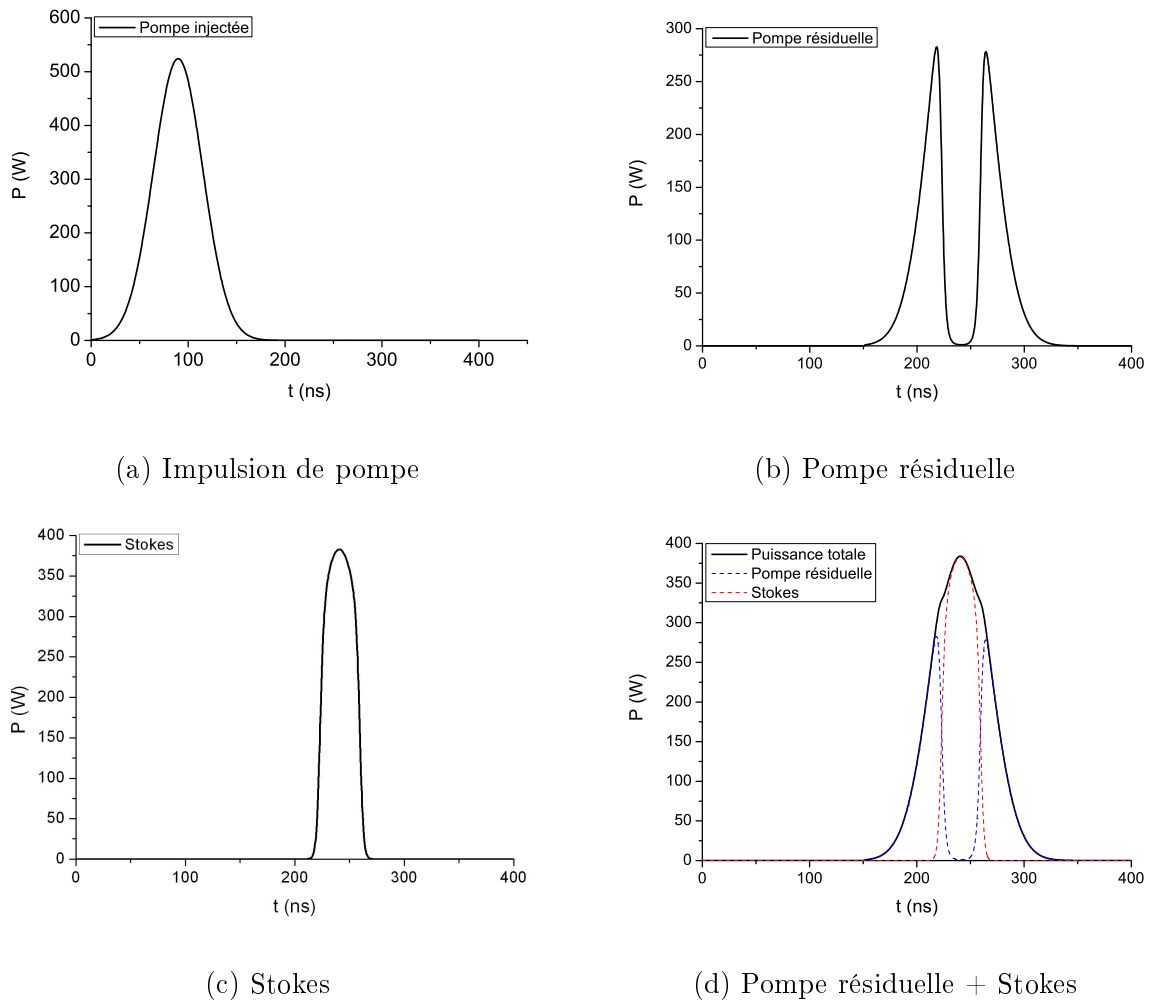


FIG. 2.40 – Evolution temporelle de la puissance des impulsions de pompe et Stokes en sortie de fibre, pour une puissance moyenne injectée de 2 W.

Il se peut également qu'une partie de la pompe soit couplée dans d'autres modes de la fibre à gain Raman faible, et ne soit pas convertie en onde Stokes. Théoriquement, il reste donc toujours un résiduel de pompe.

Sur le graphe de la Fig. 2.37 (b) correspondant à l'expérience, on n'observe pas de décroissance au-dessus du seuil de conversion Raman. La pompe n'est pas entièrement convertie en onde Stokes et la courbe reste plate. Deux raisons peuvent expliquer ce phénomène :

- la conversion Raman ne se fait pas avec l'efficacité attendue : à ce niveau de puissance injectée, la puissance Stokes générée est insuffisante pour que la chute de puissance de

pompe résiduelle puisse être observée en sortie de fibre. Pour vérifier cette hypothèse, il faudrait pouvoir injecter plus de puissance crête dans la fibre (en disposant d'impulsions plus courtes par exemple) ;

- le gain Raman dans cette fibre est si important que dès que le seuil est atteint, la conversion Raman est très fortement amplifiée de sorte que la distance z_{seuil} diminue sensiblement et se rapproche très rapidement de l'entrée de la fibre. Ainsi la partie intermédiaire n'apparaît pas sur la courbe de la Fig.2.38.

Le rendement différentiel η_{diff} du premier ordre Stokes est de 23.6 %. Le rendement optique-optique global du convertisseur, défini par le rapport entre la puissance Stokes maximale et la puissance de pompe injectée correspondante, est égal à $\eta_{opt-opt} = 16.5$ %. Le rendement de conversion Raman peut être défini par le rapport entre la puissance Stokes en sortie de fibre et la puissance de pompe absorbée dans la fibre par le processus de conversion Raman,

$$\begin{aligned}
 \eta_c &= \frac{\hat{P}_{Stokes}}{\hat{P}_{abs,SRS}} = \frac{\hat{P}_{Stokes}}{\hat{P}_{inj} - \hat{P}_{abs} - \hat{P}_{p,residuelle}} \\
 &= \frac{\hat{P}_{Stokes}}{\hat{P}_{inj} - (1 - T_f) \hat{P}_{inj} - (\hat{P}_{totale,sortie} - \hat{P}_{Stokes})} \\
 &= \frac{\hat{P}_{Stokes}}{\hat{P}_{inj} T_f - \hat{P}_{totale,sortie} + \hat{P}_{Stokes}}. \tag{2.40}
 \end{aligned}$$

Pour 60 kHz de cadence de répétition, ce rendement est de $\eta_c = 33.5$ %.

2.4.7 Comportement en fonction de la cadence de répétition : résultats

Des séries de mesures ont été effectuées de la même manière qu'au § 2.4.6, pour différentes cadences de répétition allant de 30 à 90 kHz. Les durées d'impulsion variant en fonction de la cadence de répétition (cf. Tab. 2.3), la comparaison s'est faite en termes de puissance crête. La théorie prévoit que les courbes de puissance crête se superposent. Les graphes de la Fig. 2.41 représentent les puissances crêtes de pompe résiduelle et Stokes, en fonction de la puissance injectée pour différentes cadences de répétition.

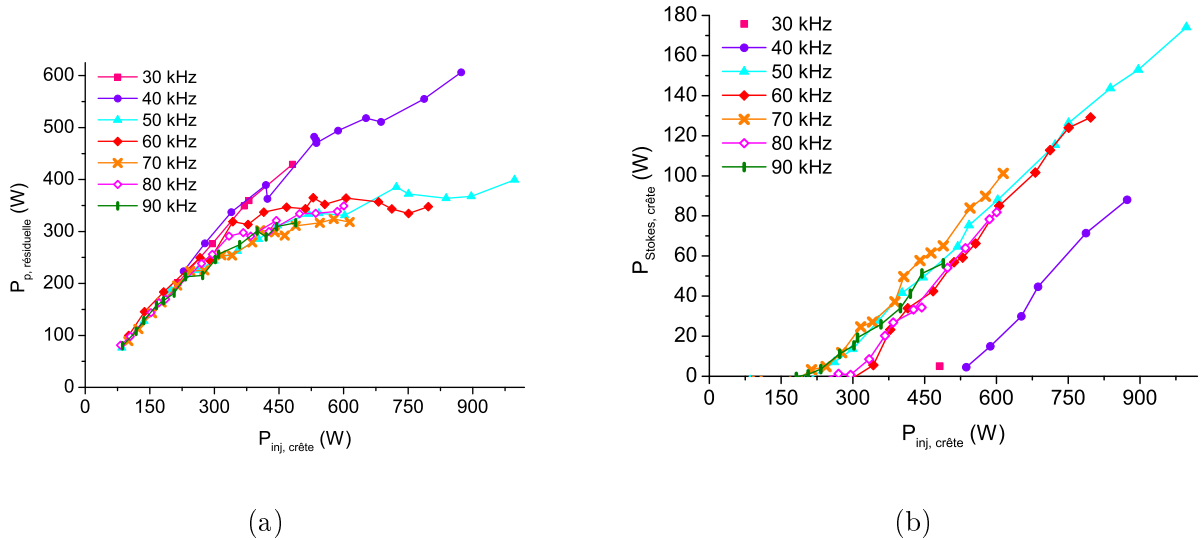


FIG. 2.41 – Evolution des puissances de pompe résiduelle (a) et Stokes (b) en sortie de fibre dopée au GeO_2 en fonction de la puissance de pompe injectée, pour différentes cadences de répétition.

Les puissances de pompe résiduelle se recouvrent bien pour les cadences de 50 à 90 kHz. En revanche dès que la puissance crête injectée dépasse les 400 W les mesures acquises pour 30 et 40 kHz divergent : à 30 kHz, le phénomène de saturation n'est jamais observé. A 40 kHz ce phénomène semble apparaître à partir de 500 W injectés environ, quand la pente de la courbe commence à diminuer. A 30 kHz c'est la limitation de la puissance de pompe crête à 500 W qui ne permet pas d'atteindre la saturation observée aux cadences plus élevées. Les différents rendements ont été calculés pour chaque cadence de répétition et sont présentés dans le Tab. 2.4.

Cadence (kHz)	$\eta_{diff}(\%)$	$\eta_{optique-optique}(\%)$	$\eta_{conversion}(\%)$
30	-	0.1%	27
40	25.8	10	43
50	23.3	17.5	33
60	23.6	16.5	33.5
70	26.1	16.5	40
80	26.7	13.6	39
90	20.4	11.5	40.6

TAB. 2.4 – Calcul des différents rendements obtenus.

En moyenne, le rendement différentiel est égal à 24.3 %. La valeur maximale du rendement optique-optique, 17.5 %, est obtenue à une cadence de 50 kHz. Le rendement de conversion, également calculé pour toutes les cadences de répétition et présenté dans le Tab. 2.4 est maximal à 40 kHz et vaut 43 %.

2.5 Comparaison Modélisation/Expérience - Mesures à 60 kHz

Pour les données acquises à 60 kHz, la modélisation numérique a été effectuée conformément aux caractéristiques réelles de l'expérience avec les paramètres suivants :

- aire effective du mode fondamental : $A_{eff} = 55 \mu\text{m}^2$;
- indice moyen : $n_{moy} = 1.52$;
- nombre d'éléments le long de la fibre (échantillonnage spatial) : $K = 200$;
- longueur d'onde de pompe centrale : $\lambda_p = 1.980 \mu\text{m}$;
- largeur spectrale de la pompe : $\Delta\lambda = 9 \text{ nm}$;
- cadence de répétition : $\nu_{rep} = 60 \text{ kHz}$;
- durée d'impulsion : $t_p = 60 \text{ ns}$;
- intervalle de longueur d'onde modélisé : $[\lambda_1, \lambda_2] = [1.70, 2.50] \mu\text{m}$. Cela permet d'inclure l'apparition éventuelle du deuxième ordre Stokes et du premier ordre anti-Stokes, même si expérimentalement ces ordres n'ont pas été observés. Le deuxième ordre Stokes, théoriquement situé vers $2.32 \mu\text{m}$, serait immédiatement absorbé par le matériau (cf. Fig. 2.25, $\alpha > 200 \text{ dB/km}$ à $\lambda = 2.32 \mu\text{m}$). Cependant s'il était généré cela pourrait expliquer une éventuelle baisse de la puissance lumineuse du premier ordre Stokes ;
- pas spectral : $d\lambda = 2 \text{ nm}$;
- longueur de fibre : $L_f = 30 \text{ m}$;
- durée de simulation : $t_{simu} = 400 \text{ ns}$. Cela permet à l'impulsion de largeur à mi-hauteur

60 ns, de parcourir la totalité de la fibre.

- La courbe d'atténuation de la fibre, incluse dans la modélisation, a été mesurée au FORC (cf. Fig. 2.25).
- La courbe de gain Raman a été estimée à partir des courbes de gain de SiO_2 et GeO_2 purs et du pourcentage de GeO_2 dans le cœur de la fibre, i.e. 63 %. Cette courbe normalisée par rapport à la courbe de gain de GeO_2 pur est présentée Fig. 2.42. Il faut la remettre à l'échelle réelle. Pour cela il suffit de connaître la valeur du pic de la courbe normalisée qui correspond au coefficient de gain Raman de la fibre g_{GeO_2} . Dans la littérature il n'y a pas de valeurs concordantes pour une fibre aussi fortement dopée (cf. § 2.1.3), il faut donc le déterminer à partir des résultats expérimentaux.

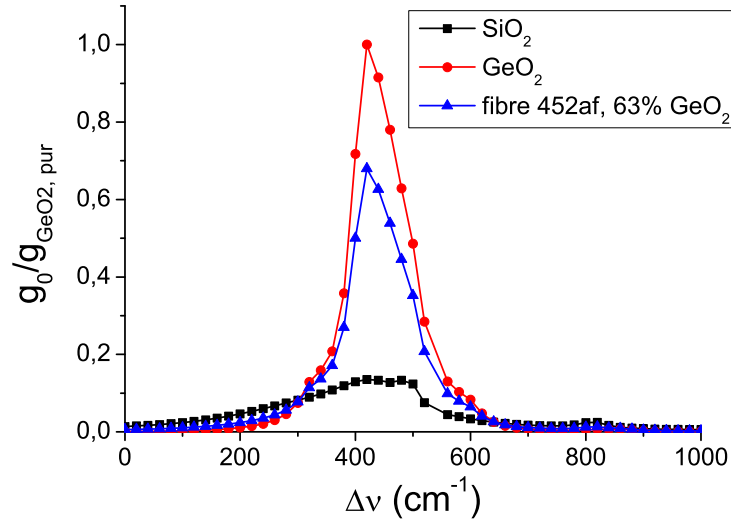


FIG. 2.42 – Courbe de gain Raman utilisée dans la modélisation, estimée à partir des courbes de gain de SiO_2 et GeO_2 purs.

Le coefficient de gain Raman dépend de la puissance seuil de conversion Raman P_{SRS} , de l'aire effective de la fibre A_{eff} et de sa longueur effective L_{eff} . D'après l'Eq. (1.53) (cf. Chapitre I), g_R peut être trouvé en posant $G_{SRS} = g_R P_{SRS} L_{eff}$ et en résolvant l'équation

$$G_{SRS}^{1/2} e^{-G_{SRS}} = \frac{\sqrt{\pi}}{0.02 P_{SRS}} h \nu_S \Delta \nu e^{-\alpha_S L}. \quad (2.41)$$

g_{GeO_2} est déterminé par $g_{\text{GeO}_2} = g_R \times A_{eff}$. Pour la fibre utilisée, $A_{eff} \approx 55 \mu\text{m}^2$ et $L_{eff} \approx 29$ m. La puissance seuil de conversion Raman a été évaluée au § 2.4.6 à

$P_{SRS} = 343$ W. La largeur à mi-hauteur de la courbe de gain Raman est de $\Delta\nu = 110$ cm⁻¹ environ, soit 3.3 THz et $\lambda_S = 2.16$ μm correspond à $\nu_S = 139$ THz. Il s'agit donc de résoudre l'équation

$$G_{SRS}^{1/2} e^{-G_{SRS}} = 5.47 \times 10^{-8} \quad (2.42)$$

La résolution symbolique de cette équation (avec Mathcad) conduit à $G_{SRS} \approx 18.17$, ce qui correspond à un gain Raman de

$$g_{GeO_2} = \frac{G_{SRS} A_{eff}}{P_{SRS} L_{eff}} \approx 1.005 \times 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}. \quad (2.43)$$

Cette valeur est plus élevée que celle donnée par Cumberland [CPT⁺07] pour une fibre dopée au GeO₂ à 75 %, i.e. $g_{GeO_2} = 1.85 \times 10^{-14}$ mW⁻¹. Cependant elle reste proche des différentes valeurs de gain estimées au § 2.1.3. Le gain Raman correspondant est

$$g_R = \frac{g_{GeO_2}}{A_{eff}} = 1.83 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}. \quad (2.44)$$

Pour confirmer cette valeur du coefficient de gain, les courbes d'évolution de la puissance Stokes en fonction de la puissance crête injectée ont été simulées pour plusieurs valeurs de gain allant de 7.6×10^{-14} mW⁻¹ à 1.5×10^{-13} mW⁻¹ (Fig. 2.43). La courbe qui se superpose le mieux à la courbe expérimentale permet de trouver la valeur du coefficient de gain.

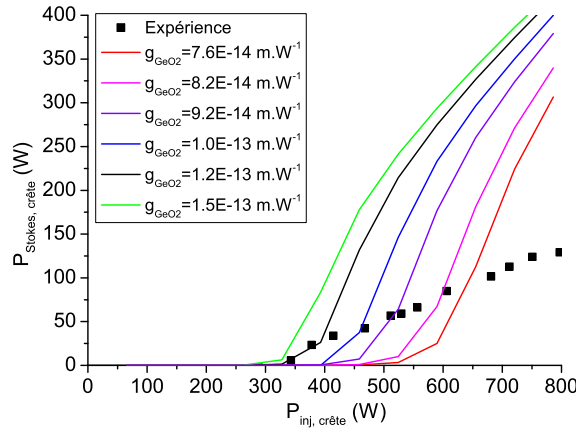


FIG. 2.43 – Comparaison entre puissances Stokes théorique et expérimentale en sortie de fibre dopée au GeO₂, pour différentes valeurs du coefficient de gain Raman g_{GeO_2} .

Comme cela a été précisé au § 2.3, en changeant la valeur du coefficient de gain Raman, la courbe modélisée se déplace suivant l'axe des abscisses et détermine ainsi la puissance

seuil de conversion Raman. D'après ce graphique, la puissance seuil définie précédemment à 343 W correspond à la courbe dont le coefficient de gain Raman est égal à $g_{GeO_2} = 1.2 \times 10^{-13} \text{ mW}^{-1}$. Cette valeur est très proche de la valeur précédemment calculée, i.e. $g_{GeO_2} = 1.005 \times 10^{-13} \text{ mW}^{-1}$ et a été choisie pour mettre la courbe de gain Raman à l'échelle.

2.5.1 Comparaison entre les puissances mesurées et simulées

La courbe modélisée retenue pour le coefficient de gain Raman $g_{GeO_2} = 1.2 \times 10^{-13} \text{ mW}^{-1}$ présente des différences avec la courbe expérimentale (Fig. 2.44).

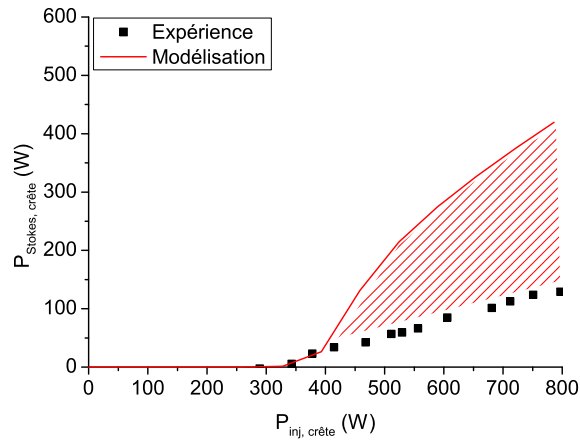


FIG. 2.44 – Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux pour la puissance Stokes en fonction de la puissance de pompe injectée.

Pour expliquer ces différences, la puissance de pompe résiduelle a également été modélisée avec $g_{GeO_2} = 1.2 \times 10^{-13} \text{ mW}^{-1}$ et superposée aux valeurs expérimentales sur le graphe de la Fig. 2.45.

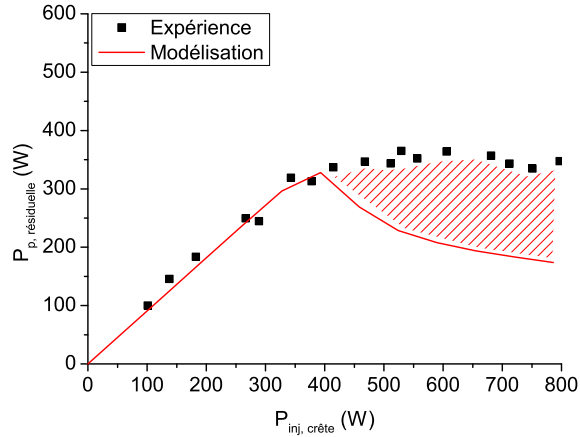


FIG. 2.45 – Comparaison entre résultats théoriques et expérimentaux pour la puissance de pompe résiduelle en fonction de la puissance de pompe injectée.

La première partie de la courbe de pompe résiduelle expérimentale, avant le seuil de conversion Raman, est bien représentée par la modélisation qui s'y superpose parfaitement. La puissance seuil calculée est également la même que celle décrite par la courbe expérimentale, i.e. 343 W crête.

En revanche, la puissance de pompe résiduelle modélisée décroît dès que le seuil est dépassé, contrairement à l'expérience pour laquelle elle reste constante.

Les explications de la page 85 prévoient effectivement l'allure de la puissance résiduelle modélisée. Il s'agit d'expliquer, dans la suite du paragraphe, l'écart de la courbe expérimentale par rapport à la courbe modélisée.

Les différences entre expérience et simulation sont hachurées sur les Fig. 2.44 et 2.45. L'excédent de puissance de pompe résiduelle expérimentale de la Fig. 2.45 pourrait correspondre au déficit en puissance Stokes expérimentale de la Fig. 2.44. La première hypothèse énoncée page 88 était celle d'une conversion incomplète de la pompe vers le premier ordre Stokes. Le rendement de conversion expérimental est effectivement inférieur au rendement théorique.

Pour déterminer l'origine de cette conversion incomplète, les puissances totales en sortie de fibre en fonction de la puissance de pompe crête injectée ont été représentées sur la Fig. 2.46.

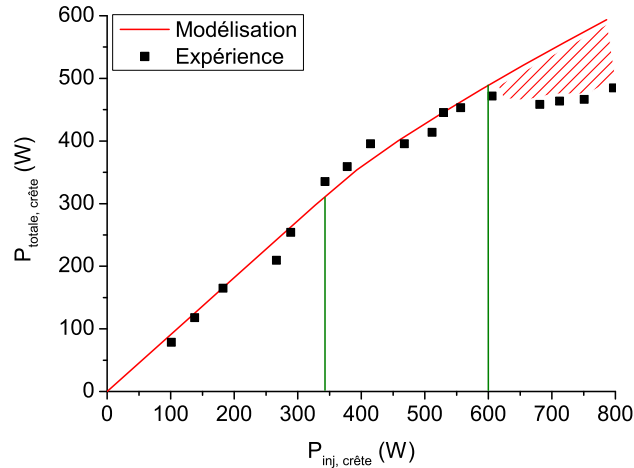


FIG. 2.46 – Puissance totale en sortie de fibre dopée au GeO_2 en fonction de la puissance de pompe crête injectée : modélisation et expérience.

D'après ce graphique, la puissance totale en sortie de fibre se superpose à la puissance modélisée jusqu'à une puissance crête injectée d'environ 600 W. Or les courbes de puissance de pompe résiduelle et de puissance Stokes des Fig. 2.44 et 2.45 concordaient avec la simulation jusqu'à une puissance crête de 343 W seulement. Par conséquent, dans l'intervalle de puissance qui s'étend entre 343 W et 600 W la conversion Raman est « simplement » incomplète : un phénomène qui s'apparente à une absorption résiduelle gêne l'amplification du signal Stokes. Compte-tenu des paramètres de cette fibre, différents processus peuvent intervenir :

- la simulation ne tient pas compte du caractère multimode de la fibre. Si la propagation ne se fait pas dans le mode fondamental, la densité de puissance se répartit sur tous les modes propagés. Même si le faisceau Stokes est pratiquement limité par diffraction (cf. § 2.4.5, $M_X^2 = 1.15$ et $M_Y^2 = 1.20$), la fibre reste très sensible aux conditions d'injection. Il est possible que seul le mode fondamental soit excité au départ, mais lorsque la lumière se propage dans la fibre il peut y avoir couplage dans les modes d'ordre plus élevés à cause de l'inhomogénéité du dopage, du diamètre de cœur et surtout des courbures et microcourbures dans la fibre. Cela se traduit par une légère diminution de la puissance dans le mode fondamental et une augmentation de la puissance dans les modes d'ordre plus élevés (inférieure au seuil de conversion Raman), d'où une stagnation de la puissance Stokes. Il est également possible que plusieurs modes soient excités dès l'injection et que le mode fondamental soit sélectionné après quelques mètres de fibre seulement.

- l’absorption de la fibre au faisceau Stokes est plus élevée que celle qui a été modélisée. Cela semble peu probable car la courbe d’absorption de la fibre 452af a été fournie par le FORC, et la modélisation reproduit bien la pente de la courbe expérimentale avant le seuil de conversion Raman (cf. Fig. 2.45) ;
- il est possible qu’un autre phénomène non-linéaire ait lieu dans la fibre et perturbe le processus de conversion Raman, par exemple du mélange à quatre longueurs d’ondes (deux photons de pompe génèrent un photon Stokes et un photon anti-Stokes). Cependant la longueur d’onde de pompe est trop éloignée de la longueur d’onde de dispersion nulle de la fibre pour que l’accord de phase soit respecté entre les différentes ondes (condition nécessaire pour le mélange à quatre ondes).

Après 600 W injectés, il y a une légère différence entre les puissances totales mesurée et modélisée en sortie de fibre. La raison de cet écart est probablement la forte puissance crête appliquée à l’entrée de la fibre. En effet, à plusieurs reprises, l’extrémité de la fibre s’est courbée sous l’effet de la chaleur déposée par le laser de pompe. Ainsi la position de l’entrée de la fibre change, l’injection se dérègle et la puissance réellement injectée dans la fibre diminue. Il est donc possible que les derniers points de mesure correspondent à la même puissance injectée, i.e. 600 W environ.

Le réglage de l’injection du faisceau de pompe est très délicat. Un déplacement, même faible, de la face d’entrée peut conduire à l’excitation d’autres modes. Ces microdéplacements, dus à un échauffement de l’extrémité de la fibre Raman, ont été fréquemment observés et ont parfois conduit à l’endommagement de la face d’entrée, nécessitant un nouveau clivage et un réglage de l’injection. L’article de Chiang [Chi92] met en évidence l’importance du réglage de l’injection dans une fibre multimode pour que l’onde Stokes se propage dans le mode fondamental : une légère variation de l’angle d’injection induit l’excitation de plusieurs modes Stokes d’ordre faible. De plus, Polley [PR07] a montré que le coefficient de gain Raman est au minimum divisé par un facteur 2 dans ces modes, et a souligné l’intérêt d’utiliser des fibres multimodes à gradient d’indice plutôt qu’à saut d’indice pour exciter le mode fondamental. D’après les travaux de Baek [BR04], la propagation monomode d’un signal Stokes dans une fibre multimode serait grandement favorisée par la mise en œuvre d’une cavité à miroirs à réseaux de Bragg. Il se produit un phénomène de « nettoyage de faisceau », c’est-à-dire un recouvrement des différents modes et sélection du mode fondamental par corrélation.

La modélisation développée dans cette étude s'applique pour une propagation et une conversion Raman idéales, i.e. dans le mode fondamental d'une fibre, alors que l'expérience a été menée avec une fibre multimode. La simulation a été vérifiée pour la conversion Raman dans une fibre monomode, dopée au GeO_2 à 75 % (cf. Expérience de Cumberland, § 2.3). Il serait intéressant de reproduire nos expériences avec ce type de fibre. Toutefois le faible diamètre de cœur, i.e. $2r_C = 2.5 \mu\text{m}$ pourrait poser problème pour l'injection de fortes puissances crête.

2.5.2 Comparaison entre les spectres mesuré et simulé

La Fig. 2.47 permet de comparer les spectres calculé et mesuré en sortie de fibre.

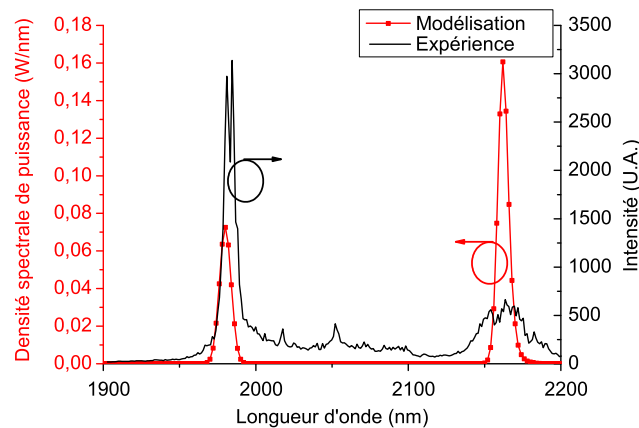


FIG. 2.47 – Densité spectrale de puissance calculée et mesurés en sortie de fibre dopée au GeO_2 .

Le spectre calculé présente une onde de pompe centrée à $1.98 \mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_p = 9 \text{ nm}$ et un faisceau Stokes centré à $2.15 \mu\text{m}$ de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda_S = 10 \text{ nm}$. Les signaux de pompe et Stokes mesurés sont centrés aux mêmes longueurs d'onde que les ondes calculées. Cependant la largeur FWHM du signal Stokes mesuré, i.e. $\Delta\lambda_S = 30 \text{ nm}$, est beaucoup plus importante que celle qui a été calculée. De plus, le spectre mesuré ne présente pas seulement une onde de pompe et une onde Stokes, mais également une multitude de signaux de faible amplitude qui semblent être des artefacts provenant de réflexions parasites dans le monochromateur.

2.6 Perspectives : modélisation de miroirs à réseaux de Bragg

La puissance de pompe moyenne disponible étant limitée à quelques watts, il n'est pas possible d'augmenter la puissance Stokes générée en sortie de fibre dopée au GeO₂ pour la configuration simple-passage. L'inscription de miroirs à réseaux de Bragg dans la fibre 452af permettrait d'augmenter le rendement optique-optique ou d'obtenir le même rendement qu'en simple passage de pompe avec une fibre plus courte afin d'accroître la compacité du système. Les miroirs à réseaux de Bragg permettent également d'éviter les pertes par réinjection qui interviennent dans les cavités à miroirs externes. Pour l'application à la CMO par brouillage, un tel système serait idéal : en plus de la compacité qui résulte de la mise en œuvre de fibres optiques, ce système ne contiendrait pas de miroir extérieur mobile nécessitant un alignement précis.

Il s'agirait d'inscrire trois réseaux dans cette fibre, suivant le modèle présenté Fig. 2.48 :

- pour la pompe, un réseau HR en sortie de fibre ;
- pour le premier ordre Stokes, la cavité serait composée d'un réseau HR en entrée ainsi que d'un coupleur de sortie.

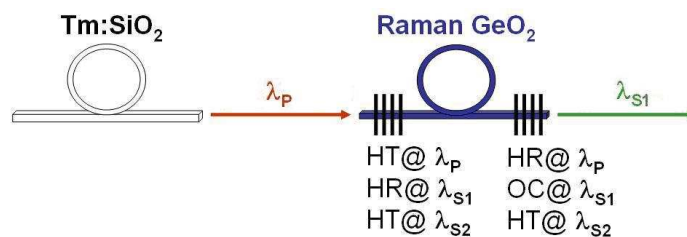


FIG. 2.48 – Schéma de principe d'une cavité à miroirs de Bragg pour la génération d'un rayonnement Stokes par conversion Raman.

La modélisation numérique a été utilisée pour définir le coupleur de sortie optimal pour l'onde Stokes, pour une valeur de puissance injectée de 3 W. Plusieurs exemples de modélisations pour des fibres de longueurs différentes sont présentés Fig. 2.49.

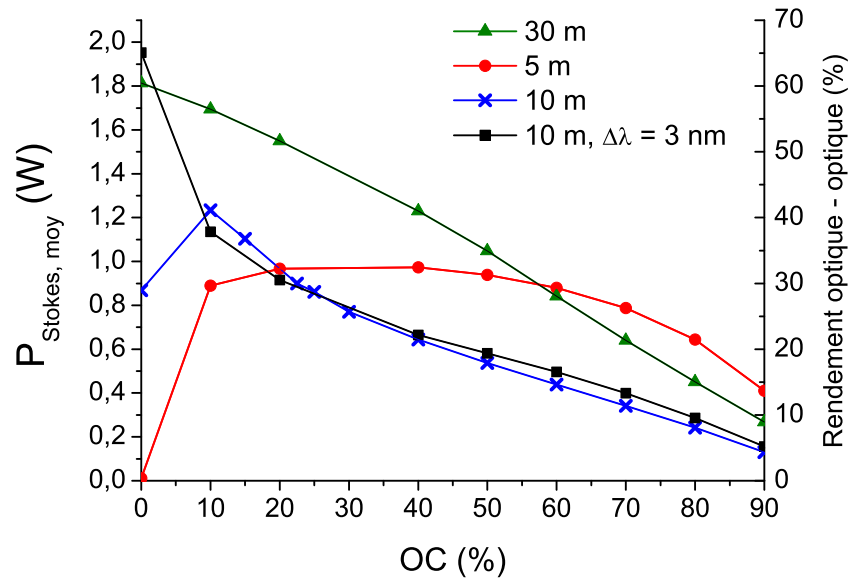


FIG. 2.49 – Puissance Stokes en sortie de fibres de longueurs différentes en fonction de OC et rendement optique-optique correspondant, pour une puissance moyenne de pompe injectée de 3 W.

La longueur de fibre varie entre 5, 10 et 30 m et la puissance moyenne injectée est de 3 W, i.e. 786 W crête à 60 kHz (durée d'impulsion 60 ns). Les miroirs à réseaux de Bragg ont une bande passante de 6 nm, ils sont centrés à $1.980 \mu\text{m}$ pour la pompe et à $2.160 \mu\text{m}$ pour l'onde Stokes. Seul le coefficient de réflexion du coupleur de sortie (OC) varie, les deux autres sont fixés à 99 % (HR pour la pompe en sortie et pour le Stokes en entrée). Pour une fibre de 10 m un calcul a également été effectué avec une pompe de largeur spectrale 3 nm, ce qui est réalisable expérimentalement avec un étalon Fabry-Pérot placé dans la cavité du laser de pompe.

Lorsque la largeur de raie de la pompe est de 9 nm, la puissance moyenne Stokes générée peut atteindre une valeur maximale de 1.80 W, 1.23 W et 1.00 W pour des longueurs de fibre respectives de 30 m, 10 m et 5 m. Le coefficient de réflexion du coupleur de sortie (OC) correspondant est respectivement de 0 % (pas de coupleur), 10 % et 30 %.

Pour une fibre de 10 m une chute dans la courbe apparaît dès que OC dépasse les 10 %, indiquant que le seuil de conversion Raman du deuxième ordre Stokes est atteint. La puissance

moyenne calculée pour le deuxième Stokes est 410 mW lorsque $OC = 50\%$ et 635 mW quand $OC = 90\%$. Une longueur de fibre de 5 m est insuffisante pour observer ce phénomène et pour 30 m il se produit dès que OC dépasse les 60 % (moins visible sur le graphique car la puissance Stokes disponible est moins importante). Ainsi en prenant une fibre de 30 m avec des réseaux HR à chaque extrémité et sans OC, on obtiendrait une puissance légèrement supérieure à la puissance moyenne modélisée (propagation monomode) avec la même longueur de fibre en simple passage de pompe (cf. Fig. 2.44 : 1.8 W au lieu de 1.6 W environ). Avec une fibre trois fois plus courte, il serait possible d'obtenir une puissance moyenne du même ordre de grandeur, i.e. 1.23 W au lieu de 1.6 W. La mise en œuvre d'une pompe dont la largeur spectrale serait réduite à 3 nm permettrait de rester dans la bande passante des réseaux de Bragg (i.e. 6 nm) pour réfléchir la totalité de la pompe. La courbe de la Fig. 2.49 met en évidence qu'avec une pompe ayant une largeur de raie de 3 nm il serait possible d'atteindre une puissance moyenne d'environ 2 W avec une longueur de fibre de 10 m, sans OC.

Conclusion du chapitre II

Ce chapitre a démontré la faisabilité d'un convertisseur Raman émettant dans la bande I entre 2.1 et 2.2 μm . Une maquette a été réalisée suivant l'architecture présentée Fig. 2.50.

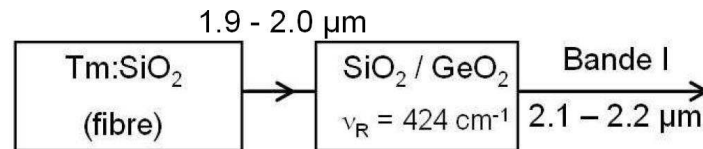


FIG. 2.50 – Architecture basée sur la conversion Raman permettant d'atteindre la bande I entre 2.1 et 2.2 μm .

- **Laser de pompe.** Une source entièrement fibrée a été développée : la source de pompe est un laser à fibre à cœur dopé thulium, délivrant des impulsions gaussiennes ($t_p \approx 50$ ns) à haute cadence, i.e. entre 30 et 90 kHz. Le faisceau de pompe n'étant pas polarisé, une isolation optique indépendante de la polarisation a été réalisée. Un atténuateur variable, basée sur la polarisation du faisceau de pompe, a permis de travailler avec des impulsions de durée constante.
- **Milieu convertisseur.** Le milieu Raman est une fibre à cœur de silice dopée au GeO_2 à 63 %. Le décalage Raman dans ce matériau est de 425 cm^{-1} et permet d'atteindre des longueurs d'onde situées entre 2.1 et 2.2 μm . De plus le gain Raman de GeO_2 est 7.4 fois plus élevé que celui de SiO_2 , la puissance Stokes disponible sera donc plus importante que celle qui serait générée dans une fibre à cœur de silice. Un autre avantage du GeO_2 est son absorption réduite pour 2.2 μm contrairement à celle de la silice qui est supérieure à 200 dB/km.
- **Résultats expérimentaux.** En sortie de fibre dopée au GeO_2 , une puissance Stokes maximale de 501 mW moyens soit 129 W crête a été obtenue à une cadence de répétition de 60 kHz, ce qui correspond à un rendement optique-optique de 23.5 %. La qualité du faisceau Stokes a été évaluée à $M_X^2 = 1.15$ et $M_Y^2 = 1.15$. L'accordabilité de la source de pompe entre 1.93 et 2.05 μm permet de générer une émission Stokes entre 2.10 et 2.24 μm . Le choix de la longueur d'onde de pompe se fait par une simple rotation d'un réseau, jouant également le rôle de miroir de fond de cavité.
- **Travaux de modélisation.** Une simulation numérique de la conversion Raman dans

une fibre pleine en SiO₂/GeO₂ a été développée. Celle-ci est basée sur la méthode des différences finies en discrétisant à la fois le temps, la distance et le spectre propagé dans la fibre Raman. Ainsi, les résultats modélisés tiennent compte des spectres de la pompe, d'absorption de la fibre et de sa courbe de gain Raman. Cette simulation permet de calculer les répartitions temporelle et spectrale des impulsions en sortie de fibre.

Les équations modélisées ont été validées grâce à des résultats expérimentaux issus de la littérature [CPT⁺07]. Pour les résultats obtenus dans cette étude la simulation rend bien compte de la puissance seuil de conversion Raman, toutefois la puissance Stokes mesurée est inférieure à celle prévue par le calcul, principalement parce que la fibre est multimode. Il existe des différences entre les courbes expérimentales et modélisées en fonction de la puissance injectée. Une atténuation résiduelle limite l'augmentation de la puissance Stokes.

Ces résultats montrent qu'il est nécessaire de connaître les courbes d'atténuation et de gain avec précision pour pouvoir modéliser l'effet Raman. Les deux paramètres essentiels de la courbe de gain sont la largeur de raie $\Delta\nu$ et sa valeur maximale. Pour les matériaux purs ces valeurs sont connues, contrairement aux matériaux ayant un taux de dopage élevé. Nous avons estimé la courbe de gain de la fibre Raman à partir d'un calcul, basé sur la proportion de dopant dans la silice et de la valeur relative du gain Raman de GeO₂ par rapport à celle de SiO₂. Or il a été mis en évidence que dans le cas de l'atténuation, cette méthode ne s'applique pas : l'absorption de la fibre est proche de 50 dB/km à 2.16 μm alors que celle du GeO₂ pur est de 5 dB/km à la même longueur d'onde. Il faut donc envisager qu'en plus de son caractère multimode (le gain Raman sur les modes autres que fondamental est fortement diminué), d'autres caractéristiques de cette fibre, par exemple la répartition du GeO₂ dans le cœur ou la présence éventuelle de défauts lors du fibrage pourraient modifier l'allure de la courbe de gain. L'équipe russe qui réalise ces fibres n'a jamais pu mesurer les répartitions spectrales des gains Raman ; une seule publication donne des valeurs de gain dans une fibre à cœur dopé au GeO₂ à 75 %, mesurées en régime continu dans une cavité [CPT⁺07].

Il serait intéressant d'utiliser une fibre monomode pour effectuer d'autres essais. Cependant une fibre à fort dopage en GeO₂ ne peut être monomode qu'à condition de réduire fortement le diamètre de cœur. Par exemple, Cumberland [CPT⁺07] a utilisé une fibre monomode à 2 μm , dopée au GeO₂ à 75 %, avec un diamètre de cœur de 2.5 μm . L'injection dans ce type de fibre est faite par l'intermédiaire d'une fibre SMF soudée à l'extrémité de la fibre Raman. Nous ne

dispositions pas d'un système permettant d'effectuer la soudure de fibres optiques. De plus le diamètre de cœur réduit de la fibre ne permet pas d'injecter de fortes densités de puissance, particulièrement dans le domaine impulsionnel car le seuil de destruction de ces fibres est de l'ordre du GW/cm^2 . Cela correspond à une puissance crête d'à peine 150 W pour une aire effective de $A_{eff} = 5 \mu\text{m}^2$, soit moins de 600 mW moyens pour le laser de pompe à Tm:silice délivrant des impulsions gaussiennes de 60 ns à 60 kHz. Ces puissances sont insuffisantes pour l'application de CMO par brouillage.

Pour augmenter la puissance crête, une autre solution consisterait à travailler avec des impulsions plus courtes, i.e. de l'ordre de quelques nanosecondes. Pour ce faire il faut passer du mode de déclenchement simple (Q-switch) à un régime de modes bloqués (mode-locking). La puissance crête disponible pourrait ainsi être multipliée par plus d'un facteur dix.

Enfin, de manière à diminuer la puissance seuil de conversion Raman et ainsi à augmenter la puissance Stokes générée, il serait judicieux de travailler en cavité à l'aide de miroirs à réseaux de Bragg photoinscrits dans la fibre dopée au GeO_2 .

Chapitre 3

Conversion Raman en bande II dans une fibre creuse à cristaux photoniques remplie de gaz

Sommaire

Introduction du chapitre III	106
3.1 Mécanismes de guidage et développement des HC-PCF	112
3.1.1 Fabrication des PCF	113
3.1.2 Réseaux direct et réciproque : deux types de structure périodique . .	115
3.1.3 Deux exemples de structure périodique 2D et leurs fonctions de Bloch	119
3.1.4 Différents types de PCF	122
3.1.5 Origine des pertes dans les PCF à cœur creux	127
3.2 Conversion Raman dans les HC-PCF	129
3.2.1 Conversion Raman dans le méthane	129
3.2.2 Cellules à gaz et HC-PCF : application à la diffusion Raman	130
3.2.3 Caractéristiques des fibres creuses fournies par Xlim	133
3.3 Modélisation de la conversion Raman dans une HC-PCF remplie de gaz	136
3.3.1 Hypothèses de calcul, équations couplées	136
3.3.2 Modélisation de la conversion Raman dans les fibres fournies par Xlim	142
3.4 Travaux expérimentaux effectués en bande II	149
3.4.1 Réalisation du système de remplissage	149
3.4.2 Caractérisation des fibres creuses	156
Conclusion du chapitre III	163

Introduction du chapitre III

Les sources cohérentes émettant dans l'infrarouge moyen entre 3 et 5 μm (bande II) présentent un intérêt majeur, par exemple pour des applications militaires (contre-mesures optroniques) ou médicales (chirurgie). Le but de ce chapitre est d'étudier la faisabilité d'une source laser émettant en bande II dans la fenêtre de transmission atmosphérique :

- partie basse entre 4.1 et 4.2 μm ;
- partie haute entre 4.6 et 4.8 μm .

L'énergie nécessaire pour ces applications ne peut pas être fournie directement par les sources laser solides disponibles actuellement. Même si le potentiel des lasers semiconducteurs à cascade quantique pour couvrir l'infrarouge moyen apparaît comme très prometteur, les puissances obtenues aujourd'hui ne dépassent pas 1.5 à 2 W à 4.6 μm en fonctionnement à température ambiante. Ainsi, pour balayer toute la bande II il sera nécessaire soit de faire varier la température dans un domaine assez important, soit de mettre en œuvre plusieurs diodes.

Aujourd'hui les architectures les plus avancées pour répondre à ce besoin reposent presque exclusivement sur les principes de l'optique non-linéaire, i.e. la longueur d'onde fournie par une source laser existante ayant une maturité industrielle est déplacée vers l'infrarouge par des interactions dans des milieux non-linéaires solides ou gazeux. Les trois dispositifs principalement utilisés sont :

- l'interaction paramétrique à ondes multiples pour générer un supercontinuum ;
- l'oscillation paramétrique optique (OPO) ;
- la conversion Raman.

Génération d'un supercontinuum. L'idée d'émettre un rayonnement à profil spectral très large qui couvrirait tout le domaine de 3 à 5 μm paraît très séduisante. La génération d'un rayonnement supercontinu dans des fibres en verre fluoré pompées à l'aide de sources pulsées haute cadence (près de 100 kHz, avec des durées d'impulsion de 2 ns, à $\lambda \approx 1.54 \mu\text{m}$) permet déjà d'obtenir près d'une dizaine de watts émis dans un spectre qui s'étend de 1.2 μm à plus de 4 μm ; cependant la puissance rayonnée dans les parties utiles de la bande II reste encore trop faible.

L'oscillation paramétrique optique (OPO). L'interaction d'une onde de pompage à la fréquence ν_p avec un milieu non-linéaire (polarisation non-linéaire en fonction du champ

électrique) peut créer deux ondes, l'une appelée « signal » à la fréquence ν_S et l'autre appelée « complémentaire » à la fréquence ν_C . Ces ondes obéissent aux lois de conservation de l'énergie et à celle de propagation dans le milieu caractérisé en particulier par sa dispersion $n(r)$ et son anisotropie (cas des cristaux)

$$h\nu_p = h\nu_S + h\nu_C. \quad (3.1)$$

Pour que les ondes en interaction sur tout le trajet de propagation dans le milieu non linéaire puissent se développer de façon constructive, il est nécessaire qu'il existe un accord de phase tel que les vecteurs d'onde vérifient $k_p = k_S + k_C$, soit en longueurs d'onde

$$\frac{2\pi n_p}{\lambda_p} = \frac{2\pi n_S}{\lambda_S} + \frac{2\pi n_C}{\lambda_C}. \quad (3.2)$$

Dans les cristaux, l'accord de phase peut être réalisé en choisissant une direction de propagation dans le matériau (angles θ et ϕ suivant les axes x et y) pour laquelle les états de polarisation des ondes et les indices de réfraction remplissent la condition décrite par l'Eq. (3.2). Par exemple une source Ho:YAG émettant à $2.09 \mu\text{m}$ peut générer dans un OPO à ZnGeP_2 , suivant l'angle d'incidence de l'onde de pompage θ (entre 55° et $55^\circ 30'$) toute la plage entre 3.5 et $5 \mu\text{m}$. En accord de phase de type I (cf. Fig. 3.1) l'onde de pompage en polarisation ordinaire donne lieu aux deux ondes signal et complémentaire à polarisations extraordinaires. Les rendements de conversion optique-optique atteignent typiquement 50 % pour des puissances crête de l'ordre de 1 à 10 kW, avec des densités de puissance de plusieurs dizaines de MW/cm^2 . Cependant, pour les puissances crête de plus en plus faibles à très haute cadence, i.e. 50 à 100 kHz, les effets de la biréfringence interviennent fortement (phénomène de « walk-off ») et limitent la longueur utile du cristal non-linéaire tout en restant dans le domaine de l'accord de phase.

Plus récemment, des OPO ont pu être réalisés avec un matériau non-linéaire à semiconducteur qui paraît tout aussi intéressant que le ZnGeP_2 pour atteindre la bande II : le GaAs en quasi-accord de phase. Contrairement au ZnGeP_2 , il est impossible de réaliser un accord de phase sur un trajet suffisant dans le GaAs. Les processus de conversion dans le GaAs ne peuvent être optimisés qu'en remettant périodiquement en phase les ondes qui interagissent dans le cristal par une inversion locale du signe du coefficient non-linéaire : c'est la technique du quasi-accord de phase (QAP). Un matériau à QAP peut être défini par la présence d'un « réseau » constitué par une succession de domaines de signes de susceptibilité non-linéaire alternés. Cette technique n'est limitée que par la technologie et les pertes dues au matériau.

Il existe une relation entre la longueur d'onde de pompe et la période du réseau, permettant d'obtenir l'émission dans la plage souhaitée. Par exemple une période d'environ $63 \mu\text{m}$, avec une longueur d'onde de pompe vers $2 \mu\text{m}$ permet d'obtenir une longueur d'onde signal autour de $\lambda_S = 3.8 \mu\text{m}$ et une longueur d'onde complémentaire vers $\lambda_C = 4.6 \mu\text{m}$ (cf. Fig. 3.1, droite). Des rendements optique-optique de près de 50 % ont aussi été obtenus avec le GaAs-QAP [KEH⁺08b].

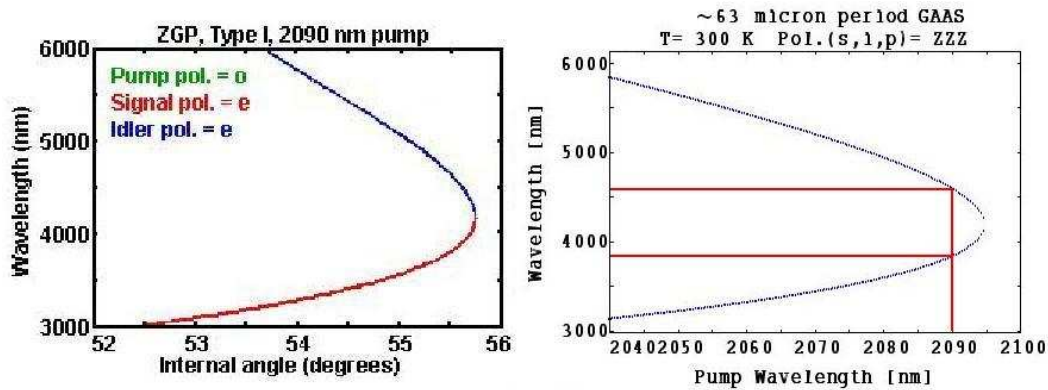


FIG. 3.1 – Courbes (logiciel SNLO) donnant l'accord de phase du ZGP en fonction de θ (gauche) et l'évolution des longueurs d'ondes de sortie de GaAs en quasi-accord de phase en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour une période d'environ $63 \mu\text{m}$ (droite).

Avec des lasers de pompage à Ho:YAG impulsions haute cadence, environ 30 W de puissance moyenne en bande II avec des cristaux de ZnGeP_2 de section $20 \times 20 \text{ mm}^2$ [Sch07] et 2.85 W avec un cristal de GaAs-QAP d'épaisseur $500 \mu\text{m}$ [KEH⁺08a] ont déjà été obtenus. L'architecture à OPO GaAs ou ZGP est relativement lourde car elle comporte de nombreux étages et composants, i.e. successivement une diode laser, un laser à thulium à cristal ou à fibre continu, un laser Ho:YAG modulé haute cadence et l'OPO. Pour beaucoup d'applications (militaires ou médicales par exemple) où l'encombrement et la maintenance du matériel jouent un rôle important, un système plus simple serait préférable. Les trois premiers éléments de la chaîne ont déjà pu être remplacés par un laser Tm:YALO impulsif, pompé directement par diode, mais les problèmes spécifiques à l'OPO demeurent :

- la fragilité des cristaux non-linéaires et les effets thermiques ;
- la difficulté à obtenir des faisceaux limités par diffraction ;
- la difficulté à maintenir l'accord de phase (précision angulaire, walk-off, écarts de température...).

La conversion Raman. Pour les applications militaires, en particulier dans le cas d'une installation sur un véhicule ou un aéronef il est important de pouvoir séparer la source de pompage (avec son alimentation électrique) du module qui permet la conversion vers l'infrarouge. Dans le cas du convertisseur à OPO, il n'est pas possible de transporter le faisceau de pompage vers l'OPO par une fibre optique, en effet la fibre doit être dans la quasi-totalité des cas à maintien de polarisation et le profil spatial du faisceau doit rester monomode à l'entrée de l'OPO. Il est également intéressant de pouvoir modifier la longueur d'onde infrarouge à la sortie du convertisseur sans avoir à agir sur celui-ci, par modification de la température des cristaux ou en adaptant leur orientation angulaire par exemple. Pour toutes ces raisons la conversion Raman dans un milieu à guidage représente une alternative extrêmement intéressante :

- il n'y a pas d'accord de phase à prévoir ;
- par un choix judicieux d'un milieu à guidage (fibre optique) il est possible de générer des faisceaux limités par diffraction ;
- en régime haute cadence, à énergie faible par impulsion (i.e. centaine de microjoules) il est possible d'obtenir les puissances moyennes nécessaires à une CMO par brouillage ;
- le rapport favorable entre surface d'échange et volume du matériau permet de se passer d'un dispositif de refroidissement autre que par air ;
- le faisceau de pompage de bonne qualité, fourni par un laser à fibre haute cadence émettant entre 1.85 et 2 μm , peut être amené par une fibre jusqu'au convertisseur Raman ;
- la cavité du convertisseur Raman peut être constituée par des miroirs de Bragg directement inscrits dans la fibre.

Il faut noter certaines différences importantes avec les convertisseurs à OPO :

- à une longueur d'onde de pompage correspond un faisceau Stokes ayant une longueur d'onde centrale, le déplacement vers l'infrarouge ne dépend que de la nature du milieu Raman ;
- la différence d'énergie entre photon de pompe et photon Stokes est abandonnée au milieu sous forme d'énergie vibratoire et convertie partiellement en chaleur (phonons) ;
- la longueur d'onde de pompe et la nature du milieu Raman déterminent la limite supérieure du rendement de conversion η

$$\eta = \frac{\nu_p - \nu_R}{\nu_p}. \quad (3.3)$$

Une source basée sur la conversion Raman dans un milieu guidé apparaît désormais comme la source idéale adaptée pour être intégrée sur un support en mouvement (véhicule, avion...).

Le fonctionnement en régime quasi-continu, à haute cadence pour des puissances moyennes de quelques watts à quelques dizaines de watts est compatible avec les caractéristiques spécifiques liées aux fibres. Les fibres creuses à cristaux photoniques (Hollow-Core Photonic Crystal Fibres, HC-PCF) remplies de gaz constituent le milieu Raman idéal pour couvrir la bande II, en particulier la plage 4 à 5 μm intéressante pour les applications de CMO. Il est important de souligner que dans ce domaine spectral la plupart des cristaux non-linéaires classiques (i.e. LiNbO_3 , KTP) ne permettent pas de réaliser des sources OPO, par absence de transparence ou de possibilité d'accord de phase par exemple.

Les gaz les plus appropriés pour réaliser une conversion Raman dans ce domaine spectral sont CH_4 ($\nu_R = 2915 \text{ cm}^{-1}$) et D_2 ($\nu_R = 2987 \text{ cm}^{-1}$). Les longueurs d'onde du faisceau de pompage se situent entre 1.85 et 1.99 μm . Celles-ci sont accessibles avec les lasers solides dopés thulium. Le laser choisi est à fibre de silice dopée thulium, décrit au chapitre II. Cette source possède toutes les caractéristiques souhaitées pour l'application visée : émission à profil spatial quasi-monomode, fonctionnement à haute cadence, diamètre de faisceau et M^2 permettant une injection dans une fibre à faible diamètre de cœur. Il est important de remarquer qu'une variation relativement faible de la longueur d'onde de pompage permet de couvrir quasiment toute la plage spectrale entre 4 et 5 μm

$$\begin{aligned} \nu_p - \nu_R = \nu_S &\Rightarrow \delta\nu_p = \delta\nu_S \Rightarrow \frac{\delta\lambda_p}{\lambda_p^2} = \frac{\delta\lambda_S}{\lambda_S^2} \\ &\Rightarrow \delta\lambda_S = \delta\lambda_p \left(\frac{\lambda_S}{\lambda_p} \right)^2 \end{aligned} \quad (3.4)$$

Soit, si $1.85 \mu\text{m} \leq \lambda_p \leq 1.99 \mu\text{m}$ alors $4.1 \mu\text{m} \leq \lambda_S \leq 4.8 \mu\text{m}$. Le schéma de l'architecture retenue est représenté sur la Fig. 3.2.

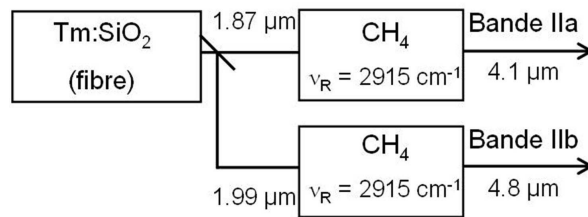


FIG. 3.2 – Architecture basée sur la conversion Raman permettant d'atteindre les parties basse (4.1 μm) et haute (4.8 μm) de la bande II.

S'il fallait émettre simultanément les deux parties intéressantes de la bande II où l'atmosphère est transparente, il serait nécessaire de pomper avec un faisceau émettant deux longueurs d'onde. Le fonctionnement d'un laser sur deux raies simultanément présente souvent

des problèmes, par exemple la compétition entre deux émissions spectrales dans une même cavité. Pour cela il est préférable d'utiliser deux sources de pompage associées chacune à un convertisseur Raman, dédié chacun à la production d'une émission Stokes. Aussi bien le laser à fibre de pompage que le convertisseur Raman sont des sources nécessitant relativement peu de composants, de plus certains composants comme les diodes de pompage, les alimentations, les générateurs RF pour les modulateurs peuvent être communs aux deux sources de pompage à fibre.

Pour la réalisation du convertisseur Raman en bande II, une fibre creuse remplie de méthane sera utilisée. Afin que le guidage se fasse dans le cœur de la fibre et non dans la gaine ($n_{\text{cœur}} < n_{\text{gaine}}$, cf. § 3.1), cette fibre devra être une fibre creuse à cristaux photoniques (Hollow-Core Photonic Crystal Fibre, HC-PCF). Dans le cadre de ce projet, une collaboration a été mise en place entre l'ISL et l'équipe « Optique Guidée et Intégrée » de l'institut de recherches Xlim de l'Université de Limoges, dans le cadre d'un contrat gouvernemental MRIS (Mission pour la Recherche et l'Innovation Scientifique) financé par la Délégation Générale pour l'Armement (DGA). Xlim a conçu les HC-PCF en silice, guidantes en bande I (pompe) et II (Stokes), réalisé des simulations numériques du guidage ainsi que le fibrage. La contribution de l'ISL a été le développement d'une simulation numérique de la conversion Raman dans les fibres, la réalisation du système de remplissage du cœur creux avec du gaz sous pression et la caractérisation des HC-PCF livrées par Xlim (mesures d'atténuation et essais de conversion Raman).

Pour atteindre les parties basse ($4.1 \mu\text{m}$) et haute ($4.8 \mu\text{m}$) de la bande II par conversion Raman, au lieu d'utiliser du méthane (CH_4), il est également possible d'utiliser le deutérium (D_2) ($1.85 \mu\text{m} \Rightarrow 4.1 \mu\text{m}$ et $1.96 \mu\text{m} \Rightarrow 4.7 \mu\text{m}$). Toutefois il faut émettre une réserve concernant le D_2 car les molécules risquent de diffuser au travers des parois de silice de la fibre creuse (phénomènes de diffusion également rencontrés par F. Benabid dans le cas de l'hydrogène [BCK⁺05]). L'utilisation du méthane à la place de l'hydrogène impose des conditions expérimentales différentes de celles mises en œuvre par Benabid, en particulier pour la pression de remplissage. En effet le gain Raman peut être exprimé en fonction de la section efficace de diffusion Raman spontanée $\frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega}$ et de la concentration moléculaire du gaz N (en molécule.m⁻³) (cf. Chapitre I)

$$g_R = \Delta N \frac{\partial \sigma_{sp}^R}{\partial \Omega} \frac{n_P \lambda_P \lambda_S^2}{\pi \Delta \nu_R n_S^3 h c} I_P, \quad (3.5)$$

où $\Delta \nu_R$ correspond à la largeur spectrale de la raie Raman du gaz. La densité des molécules peut s'exprimer en fonction de la pression du gaz P (cf. Eq. (3.36)), de la constante de

Boltzmann k_B et de la température T

$$N = \frac{P}{k_B T}. \quad (3.6)$$

Ainsi, le gain Raman peut s'écrire

$$g_R = A \frac{d\sigma_{sp}^R}{d\Omega} \frac{P}{\Delta\nu_R} I_p, \quad \text{avec} \quad A = \frac{n_p \lambda_p \lambda_S^2}{\pi n_S^3 h c k_B T}. \quad (3.7)$$

La section efficace de diffusion spontanée de CH_4 est presque quatre fois supérieure à celle de H_2 , i.e. $3.0 \times 10^{-30} \text{ cm}^2/\text{ster}$ dans CH_4 contre $8.1 \times 10^{-31} \text{ cm}^2/\text{ster}$ dans H_2 . Cependant la largeur de raie Raman de H_2 , proportionnelle à la pression du gaz ($\Delta\nu_R = 51 \text{ MHz/atm}$ [HPP86]), augmente plus rapidement que dans le cas du méthane pour lequel $\Delta\nu_R = 9600 \text{ MHz} + 360 \text{ MHz/atm}$ [HPP86]. Il est donc inutile de travailler à des pressions trop élevées avec H_2 , car très vite l'élargissement de la raie compense l'augmentation du gain Raman dû au nombre croissant de molécules. Au contraire avec CH_4 il est avantageux de travailler à des pressions suffisamment élevées; l'augmentation de la densité des molécules dans le gaz compense la perte de gain due à l'élargissement de la raie.

La première partie de ce chapitre décrit les mécanismes de guidage dans les fibres à cristaux photoniques (§ 3.1). Puis on présente la conversion Raman dans les HC-PCF remplies de gaz avec les caractéristiques des fibres et du gaz utilisés (§ 3.2). La partie suivante détaille la modélisation numérique de la diffusion Raman stimulée adaptée aux HC-PCF remplies de gaz, en particulier dans les fibres creuses disponibles (§ 3.3). Finalement, les travaux expérimentaux effectués, i.e. la conception d'un système de remplissage des HC-PCF avec du gaz sous pression et les travaux de caractérisation des HC-PCF sont décrits au § 3.4.

3.1 Mécanismes de guidage et développement des HC-PCF

Une fibre optique traditionnelle est constituée d'un cœur central, entouré d'une gaine dont l'indice de réfraction n , légèrement inférieur à celui du cœur, permet par réflexion totale le guidage de la lumière dans le cœur de la fibre. En effet, d'après la loi de Snell-Descartes appliquée à la réflexion totale interne (RTI), la lumière se propage toujours dans le milieu dont l'indice de réfraction est le plus élevé, lorsque l'angle de propagation est inférieur à l'angle critique (cf. § 1.3.2). Cependant d'autres phénomènes de guidage sont possibles dans les fibres optiques, en incorporant dans leur gaine un arrangement périodique transverse : ces fibres sont appelées **fibres à cristaux photoniques** (Photonic Crystal Fibres, PCF). Les mécanismes de guidage présentés dans cette section sont ceux développés par Joannopoulos [JJWM08] et Lourtioz [LBB⁺03].

3.1.1 Fabrication des PCF

De la même manière que pour les fibres optiques conventionnelles, le principe de fabrication des HC-PCF consiste à chauffer et tirer une préforme dans une tour de fibrage. La différence réside dans la méthode de fabrication de la préforme. Les différentes techniques de fabrication des préformes à fibres optiques conventionnelles reposent sur le dépôt de la silice et des dopants en phase vapeur, par exemple par MCVD (Modified Chemical Vapor Deposition), par VAD (Vapor Axial Deposition) ou encore par OVD (Outside Vapor Deposition). Ces techniques sont applicables uniquement pour des préformes à symétrie cylindrique. Dans une PCF, la microstructure entourant le cœur est constituée d'une multitude de surfaces dont l'épaisseur et la forme doivent être extrêmement régulières. Il est donc important, lors du processus de fabrication, de pouvoir maîtriser la viscosité et la tension de surface du matériau. Parmi les différentes techniques de fabrication des préformes, les plus répandues sont les techniques « fusion / étirage » (également appelée « stack-and-draw », cf. Fig. 3.3) et d'extrusion, mais il est également possible de réaliser des moulages ou des enroulements de matière.

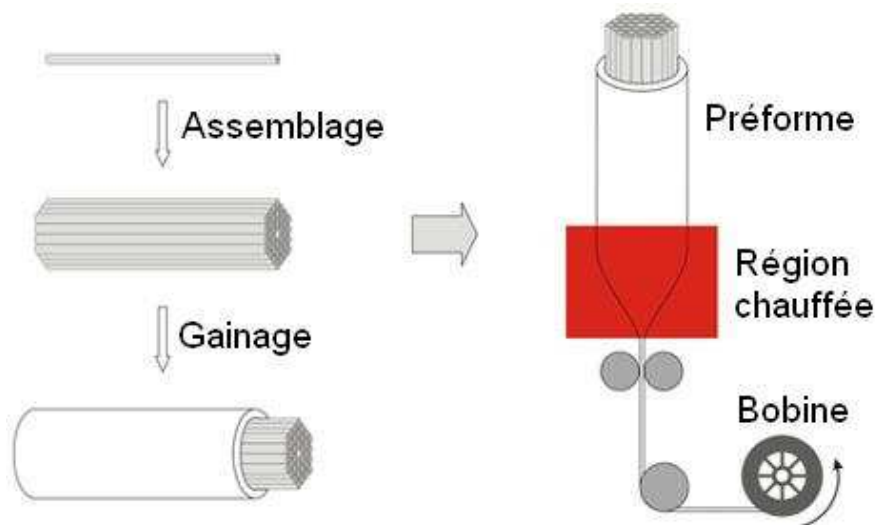


FIG. 3.3 – Fibrage d'une PCF par fusion/étirage (Image : Crystal Fibre). Des tubes macroscopiques assemblés sous la forme d'une canne sont placés dans une tour de fibrage et étirés dans un four de manière à former la PCF.

3.1.1.1 Fusion / étirage

Depuis 1996, la technique fusion / étirage est la plus répandue pour la fabrication des PCF. Elle se déroule en quatre étapes :

- des tubes et des barreaux de silice sont assemblés à la main de manière à former une structure air/silice. A ce niveau il est possible de contrôler la forme, le diamètre et le profil d'indice de la future microstructure ;
- cette structure est maintenue grâce à un tube extérieur, puis fibrée une première fois de manière à former des « cannes ». Celles-ci ont en général un diamètre extérieur d'environ 20 mm ;
- les cannes sont placées dans une tour de fibrage classique et étirées jusqu'à un diamètre extérieur qui peut aller de 80 à 200 μm . Pour éviter que les trous ne s'affaissent lors du fibrage, la température du four est diminuée à 1900 °C au lieu de 2100 °C pour une fibre optique conventionnelle, et on maintient une légère circulation de gaz à travers les trous. A ce niveau de fabrication, la température, la pression du gaz et la vitesse sont des paramètres significatifs qu'il est nécessaire de maîtriser ;
- les fibres formées sont entourées d'une gaine polymérique pour les protéger, de manière à pouvoir les manipuler aisément. Au final, les PCF sont tout aussi flexibles que les fibres classiques.

La grande souplesse de cette technique permet de réaliser toutes sortes de microstructures, en assemblant lors de la première étape des tubes pleins, creux, à parois de différentes épaisseurs et à verre dopé ou non. Dans le cas particulier des HC-PCF, la fabrication est plus délicate. Depuis que la technologie permet d'atteindre des facteurs de remplissage (i.e. d/Λ , rapport entre le diamètre des trous de la microstructure et la distance entre deux trous consécutifs) supérieurs à 80 %, il est devenu indispensable de maîtriser parfaitement la tension de surface et la viscosité pour préserver l'intégrité de la microstructure. Comme la tension de surface dépend du diamètre des tubes et que le cœur, les trous et le tube de maintien n'ont pas le même diamètre, la pression du flux gazeux n'est pas la même dans chacun de ces éléments. Parfois, pour préserver la régularité du cœur creux, des tubes de maintien sont placés de part et d'autre de la préforme à la place du cœur et sont enlevés après réalisation de la canne.

3.1.1.2 Extrusion

Cette méthode de fabrication s'applique à des PCF silice/air ainsi qu'à des matériaux composés de plusieurs verres (chalcogénures, polymères ou dopés au bismuth par exemple). Il est plus facile de mettre en œuvre cette technique pour des verres composés car ceux-ci se ramollissent à des températures plus faibles que la silice. Ce procédé est réalisé en trois étapes :

- une préforme est réalisée par extrusion : le verre ramolli est poussé à travers un masque ayant un profil de trous particulier. Ce procédé permet de fabriquer la préforme de la

microstructure directement à partir du verre brut, dans une tour de fibrage. Le diamètre de la préforme est d'environ 15 mm. La gaine est également formée par extrusion ;

- la préforme est fibrée seule une première fois de manière à obtenir une canne d'un diamètre extérieur d'environ 1.5 mm ;
- la canne et la gaine sont assemblées et l'ensemble est fibré une dernière fois.

3.1.1.3 Autres techniques de fabrication des préformes

Perçage de la préforme La microstructure est programmée dans un ordinateur qui commande le perçage de la préforme (diamètre des trous percés : entre 1 et 10 mm). Cette technique est utilisée pour des fibres microstructurées à polymères. En effet la tension de surface de ces matériaux est d'un ordre de grandeur inférieure à celle de la silice. Il est possible de fibrer la préforme en une ou deux étapes, en fonction du diamètre de fibre et de la précision désirée. Comme les polymères sont plus souples, la température de fibrage peut être réduite et ainsi la viscosité et la tension de fibrage sont mieux contrôlées. Cela permet de conserver la forme des trous d'air et d'obtenir des fibres à diamètre très faible : les trous de la microstructure finale peuvent être inférieurs au micromètre.

Moulage de la préforme La production d'un moule (en inox) est chère mais elle est rentabilisée par le nombre de préformes produites par la suite. Différentes microstructures peuvent être réalisées par ajout de cables ou de barreaux en inox dans le moule, qui sont ensuite enlevés aisément. Le fibrage est fait en trois étapes, car le diamètre de la préforme est plus grand que dans les autres processus de fabrication.

Enroulage Cette technique est récente (fin 2002) et peut être mise en œuvre pour des fibres à cœur creux et à symétrie radiale (anneaux de Bragg par exemple). Elle consiste à réaliser un miroir multi-couches (épaisseur d'une couche : entre 25 et 50 μm) par évaporation, puis à enrouler cette structure comme un cigare, de manière à réaliser une préforme. Ensuite la préforme est fibrée d'une manière conventionnelle. L'intérêt de ces fibres est d'utiliser des différences d'indices importantes entre deux couches successives, de manière à obtenir d'importantes bandes interdites photoniques. Cependant la difficulté majeure réside dans l'utilisation de matériaux solides ayant des propriétés thermiques et thermomécaniques compatibles.

3.1.2 Réseaux direct et réciproque : deux types de structure périodique

Pour décrire les phénomènes de guidage dans les fibres à cristaux photoniques, on s'appuie sur les équations de Maxwell macroscopiques pour une onde électromagnétique se propageant

dans un milieu

$$\begin{aligned}\nabla \mathbf{B} &= 0 \quad \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \\ \nabla \mathbf{D} &= \rho \quad \nabla \times \mathbf{H} - \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} = \mathbf{J}\end{aligned}\tag{3.8}$$

\mathbf{E} , \mathbf{D} , \mathbf{B} et \mathbf{H} sont les vecteurs champ électrique, déplacement, induction magnétique et champ magnétique, respectivement. ρ est la densité des porteurs libres et \mathbf{J} le vecteur densité de courant.

Une fibre optique est constituée de milieux diélectriques qui sont des régions macroscopiques ayant chacune une permittivité relative $\varepsilon(\mathbf{r})$ (i.e. un indice de réfraction $n(r)$) homogène, dépendant de la position de cette région dans le milieu. Par exemple une fibre classique est une structure à symétrie cylindrique, constituée d'un cœur d'indice $n_1(r)$ et d'une gaine d'indice $n_2(r)$.

Une onde électromagnétique peut se propager dans ce milieu, qui ne comporte aucune source de lumière, i.e. $\rho = 0$ et $\mathbf{J} = 0$. En se plaçant dans l'hypothèse d'un milieu homogène, isotrope et linéaire et d'un matériau transparent, la permittivité relative $\varepsilon(\mathbf{r})$ se résume à une valeur purement réelle et positive, elle ne dépend pas de la fréquence de l'onde ω qui se propage dans le milieu (i.e. pas de dispersion). Deux équations similaires peuvent alors être écrites pour les vecteurs \mathbf{D} et \mathbf{B}

$$\begin{aligned}\mathbf{D}(\mathbf{r}) &= \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ \mathbf{B}(\mathbf{r}) &= \mu_0 \mu(\mathbf{r}) \mathbf{H}(\mathbf{r})\end{aligned}\tag{3.9}$$

où $\varepsilon_0 = 8.854 \times 10^{-12}$ F/m et $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m sont la permittivité et la perméabilité du vide, respectivement. Pour la plupart des milieux diélectriques, la perméabilité relative magnétique $\mu(\mathbf{r}) \approx 1$ ce qui implique que $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$, ainsi que $n = \sqrt{\varepsilon}$ pour l'indice de réfraction du milieu (en général, $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$). En tenant compte de ces simplifications, les équations de Maxwell macroscopiques (3.8) peuvent ainsi être exprimées en fonction des champs \mathbf{E} et \mathbf{H} uniquement, et deviennent

$$\begin{aligned}\nabla \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= 0 \quad \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0 \\ \nabla[\varepsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)] &= 0 \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) - \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{r}) \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = 0\end{aligned}\tag{3.10}$$

où \mathbf{E} et \mathbf{H} dépendent du temps t et de la position r . Ces champs peuvent être exprimés sous

forme de modes harmoniques afin de séparer ces deux variables

$$\begin{aligned}\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} \\ \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}.\end{aligned}\tag{3.11}$$

$\mathbf{H}(\mathbf{r})$ et $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ sont appelés modes (ou états) du système, ils ont une dépendance sinusoïdale en temps, d'où leur qualification de modes « harmoniques ».

Il s'agit à présent de déterminer le profil de ces modes harmoniques pour une fréquence donnée ω . Les égalités établies dans l'Eq. (3.11) sont insérées dans l'Eq. (3.10). Après avoir dérivé l'expression obtenue par rapport au temps, ces équations deviennent

$$\begin{aligned}\nabla\mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0 \quad \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}) - i\omega\mu_0\mathbf{H}(\mathbf{r}) &= 0 \\ \nabla[\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})] = 0 \quad \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) + i\omega\varepsilon_0\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r}) &= 0.\end{aligned}\tag{3.12}$$

Les deux Eq. (3.12) peuvent être découplées : ainsi la propagation du champ électromagnétique peut être décrite soit en terme de $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, soit en terme de $\mathbf{H}(\mathbf{r})$. Pour isoler $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, il suffit de diviser la deuxième équation de (3.12) par $\varepsilon(\mathbf{r})$, d'en calculer le rotationnel puis de combiner ε_0 et μ_0 par $c = 1/\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$. Finalement, les modes $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ vérifient l'équation

$$\nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) \right) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}).\tag{3.13}$$

Afin d'identifier les modes qui peuvent se propager dans les fibres à cristaux photoniques, il s'agit, pour un milieu à $\varepsilon(\mathbf{r})$ donné, de résoudre l'Eq. (3.13). Cela permet de déterminer les modes $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ ainsi que les fréquences ω correspondantes. Pour finir, la deuxième expression de (3.12) permet de retrouver $\mathbf{E}(\mathbf{r})$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{i\omega\varepsilon_0\varepsilon(\mathbf{r})}\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{i}{\omega\varepsilon_0\varepsilon(\mathbf{r})}\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}).\tag{3.14}$$

L'équation de Maxwell (3.12), $\nabla \cdot [\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}(\mathbf{r})] = 0$, est exacte, car la divergence d'un rotationnel est toujours égale à zéro.

L'Eq. (3.13) peut être réécrite en termes de valeurs et de vecteurs propres. Soit l'opérateur $\hat{\Theta}$, auquel est associé son opérateur adjoint $\hat{\Theta}^\dagger$ tel que $\langle \hat{\Theta}^\dagger \varphi | \psi \rangle = \langle \varphi | \hat{\Theta} \psi \rangle$.¹ $\hat{\Theta}$ est linéaire et

¹Notation : soit un opérateur A . Dans un espace de vecteurs propres admettant pour valeurs propres φ et ψ , le produit scalaire est défini par $\langle \varphi | \psi \rangle = \int \varphi^*(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})d^3r$, $\langle \varphi | A \psi \rangle = \int \varphi^*(\mathbf{r})A\psi(\mathbf{r})d^3r$, et $\langle A\varphi | \psi \rangle = \int (A\varphi)^*(\mathbf{r})\psi(\mathbf{r})d^3r$.

hermitien, ce qui signifie que $\hat{\Theta}^\dagger = \hat{\Theta}$ et que les valeurs propres de $\hat{\Theta}$ sont réelles. Cet opérateur calcule d'abord le rotationnel de $\mathbf{H}(\mathbf{r})$, puis divise par $\varepsilon(\mathbf{r})$, et applique une deuxième fois le rotationnel à l'expression obtenue

$$\hat{\Theta} = \nabla \times \left(\frac{1}{\varepsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \right). \quad (3.15)$$

L'Eq. (3.16) obtenue est une équation aux valeurs propres, dans laquelle les modes harmoniques $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ sont les vecteurs propres auxquels sont associées les valeurs propres $(\omega/c)^2$

$$\hat{\Theta}\mathbf{H}(\mathbf{r}) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \mathbf{H}(\mathbf{r}). \quad (3.16)$$

Les solutions de l'Eq. (3.16) sont des ondes planes [JJWM08], s'écrivant sous la forme

$$\mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \quad (3.17)$$

où la fonction $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}$ est une fonction périodique, dépendant du cristal considéré. Soit un cristal photonique à symétrie cubique simple, de périodicité \mathbf{a} ,

$$\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{a}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) \Rightarrow \mathbf{H}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{a})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}. \quad (3.18)$$

Finalement, à l'aide des Eq. (3.11) et (3.17), $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ peut s'écrire sous la forme dite « de Bloch »,

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}e^{-i\omega t}. \quad (3.19)$$

Un cristal photonique est un matériau à structure périodique. Pour un réseau de périodicité a (appelé réseau direct), auquel correspond un mode guidé $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ caractérisé par le vecteur d'onde k , l'Eq. (3.19) peut s'écrire

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r} + \mathbf{a})e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}+\mathbf{a})}e^{-i\omega t} = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}+\mathbf{a})}e^{-i\omega t} = \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}e^{-i\omega t}. \quad (3.20)$$

L'espace des vecteurs d'onde \mathbf{k} définit un nouveau réseau, appelé réseau réciproque. Celui-ci est également périodique, et la période correspondante peut être calculée à partir de l'Eq. (3.20)

$$e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}+\mathbf{a})} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \Rightarrow e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{a}} = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \Rightarrow e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{a}} = 1 \Leftrightarrow \mathbf{k}\mathbf{a} = 2N\pi \Leftrightarrow \mathbf{k} = \frac{2N\pi}{\mathbf{a}}. \quad (3.21)$$

N est un entier. Il est donc possible de définir, dans l'espace réciproque, une région en-dehors de laquelle les mêmes valeurs de k (i.e. les mêmes modes) peuvent être atteintes, simplement en y ajoutant un facteur $2\pi N/a$. Cette région est appelée « (première) zone de Brillouin », elle est centrée autour de la valeur de \mathbf{k} la plus proche de zéro. En 1D ou en 2D, la zone de Brillouin s'obtient en joignant les médiatrices des segments reliant l'origine du réseau aux noeuds les plus proches.

3.1.3 Deux exemples de structure périodique 2D et leurs fonctions de Bloch

Parmi les réseaux directs bidimensionnels, les deux exemples les plus simples sont les cristaux à symétries carrée et triangulaire.

3.1.3.1 Cristal photonique 2D à symétrie carrée

La Fig. 3.4 représente un cristal carré simple, de paramètre de maille (période) a suivant les axes \hat{x} et \hat{y} .

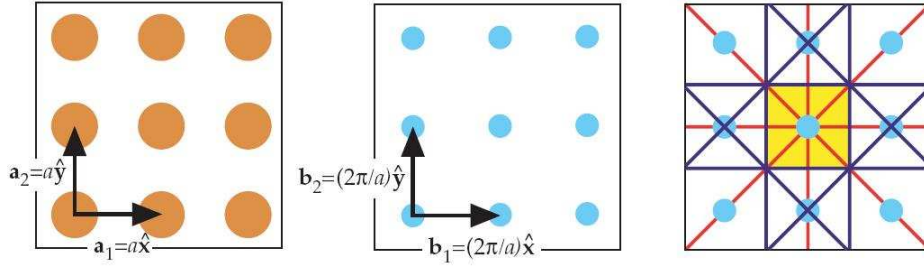


FIG. 3.4 – Construction de la zone de Brillouin pour une matrice carrée. De gauche à droite : réseau direct, réseau réciproque (espace des \mathbf{k}), zone de Brillouin [JJWM08].

D'après les Eq. (3.20) et (3.21), le réseau réciproque est également carré de période $2\pi/a$ suivant \hat{x} et \hat{y} . La zone de Brillouin est donc déterminée par un carré de côté $2\pi/a$, centrée autour de l'origine, i.e. $[-\pi/a, +\pi/a]$ en x et en y . La fonction $\mathbf{u}_{\mathbf{k}}$ décrivant le réseau est

$$\mathbf{u}_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathbf{H}_{m,n} e^{im\frac{2\pi}{a}x} e^{in\frac{2\pi}{a}y}. \quad (3.22)$$

Le vecteur $\mathbf{H}_{m,n}$ correspond au mode décrit par les indices m et n . La fonction de Bloch correspondante s'écrit donc

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathbf{H}_{m,n} e^{im\frac{2\pi}{a}x} e^{in\frac{2\pi}{a}y} e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{-i\omega t}. \quad (3.23)$$

3.1.3.2 Cristal photonique 2D à symétrie triangulaire

La Fig. 3.5 est un cristal bidimensionnel à symétrie triangulaire, de période a suivant des axes orientés de 60° par rapport aux axes \mathbf{x} et \mathbf{y} définissant un triangle équilatéral.

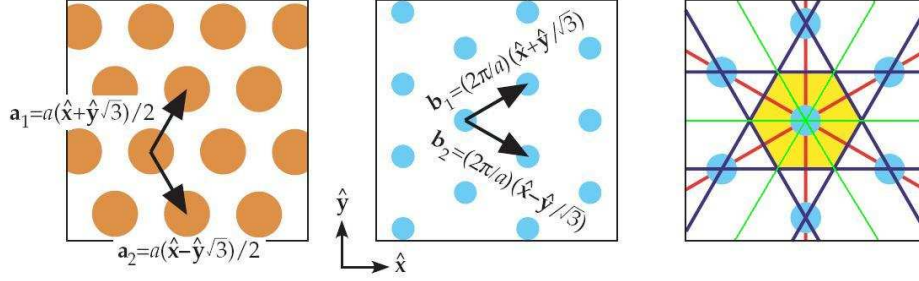


FIG. 3.5 – Construction de la zone de Brillouin pour une matrice triangulaire. De gauche à droite : matrice carrée, domaine des valeurs propres (espace des \mathbf{k}), zone de Brillouin hexagonale [JJWM08].

Le réseau direct est composé des vecteurs \mathbf{a}_1 et \mathbf{a}_2 , de module a tel que

$$\begin{cases} \mathbf{a}_1 = a \left(\frac{\hat{x}}{2} + \frac{\hat{y}\sqrt{3}}{2} \right) \\ \mathbf{a}_2 = a \left(\frac{\hat{x}}{2} - \frac{\hat{y}\sqrt{3}}{2} \right) \end{cases} \quad (3.24)$$

Les vecteurs du réseau réciproque, de module $4\pi/a$, sont donnés par

$$\begin{cases} \mathbf{b}_1 = \frac{2\pi}{a} \left(\hat{x} + \frac{\hat{y}}{\sqrt{3}} \right) \\ \mathbf{b}_2 = \frac{2\pi}{a} \left(\hat{x} - \frac{\hat{y}}{\sqrt{3}} \right) \end{cases} \quad (3.25)$$

La zone de Brillouin correspondante est un hexagone centré autour de l'origine. La fonction de Bloch correspondante est

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \mathbf{H}_{m,n} e^{i(m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2) \cdot \mathbf{r}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} e^{-i\omega t}. \quad (3.26)$$

3.1.3.3 Construction des diagrammes de bandes

La première zone de Brillouin peut encore être réduite, en mettant à profit les symétries du cristal : l'intervalle d'étude ainsi restreint est appelé « zone de Brillouin irréductible ».

Par exemple, la matrice carrée comporte quatre axes de symétrie déterminés par les lignes rouges dans la zone de Brillouin de la Fig. 3.4. Ils se déduisent les uns des autres par une rotation d'angle $\pi/4$. Ainsi la zone de Brillouin irréductible se limite à un triangle isocèle rectangle, dont les deux côtés égaux ont comme longueur π/a . Traditionnellement, les trois sommets du triangle sont désignés par les lettres Γ , X et M (cf. Fig. 3.6, a).

La matrice triangulaire, à symétrie hexagonale, comporte six axes de symétrie, se déduisant les uns des autres par une rotation d'angle $\pi/6$ (traits rouges et verts sur la Fig. 3.5), comportant également une invariance par rotation d'angle $\pi/3$ (Fig. 3.5, traits rouges uniquement). La zone de Brillouin irréductible est un triangle rectangle dont les trois sommets sont habituellement désignés par les lettres Γ , K et M (cf. Fig. 3.6, b).



(a) cristal 2D à symétrie carrée (b) cristal 2D à symétrie hexagonale

FIG. 3.6 – Zones de Brillouin irréductibles pour deux cristaux bidimensionnels [JJWM08].

Une fois la zone de Brillouin irréductible déterminée, le diagramme de bande (ω, k) peut être tracé. Il permet de représenter l'ensemble des modes guidés dans la structure périodique du cristal photonique, ainsi que les différents types de guidage en fonction de ω et de k (guidage par bande interdite photonique, par réflexion totale interne ou par l'indice, cf. § 3.1.4). La Fig. 3.7 est un diagramme de bande représentant la propagation des ondes électromagnétiques (polarisations TE et TM) dans le plan (x, y) , i.e. $k_z = 0$. Le cristal est un réseau carré de tiges d'aluminium ($\varepsilon = 8.9$) dans l'air ($\varepsilon = 1$). Le rayon de ces tiges est égal à $r = 0.2 a$, où a est le paramètre du réseau.

L'unité utilisée pour la représentation fréquentielle est normalisée, i.e. $\omega a/2\pi c$. L'abscisse représente l'évolution du vecteur $\mathbf{k}_{//} = k_x \hat{\mathbf{x}} + k_y \hat{\mathbf{y}}$ dans le plan de propagation (x, y) . Une bande interdite photonique est indiquée pour la polarisation TM. Pour localiser une bande interdite sur un diagramme de bande, il suffit d'observer si, pour tous les $\mathbf{k}_{//}$, i.e. quelle que soit l'abscisse considérée, il existe une zone pour laquelle les courbes des polarisations ne se croisent jamais. Quel que soit $\mathbf{k}_{//}$, aucun mode dont la fréquence normalisée $\omega a/2\pi c$ fait partie de cette bande n'est autorisé à se propager dans le cristal.

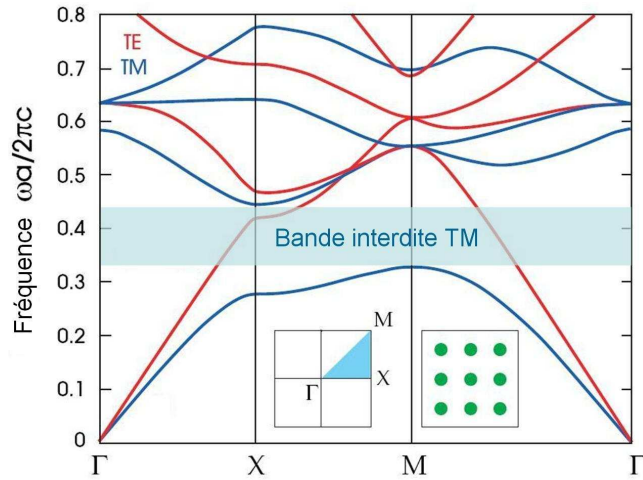


FIG. 3.7 – Diagramme de bande calculé pour un réseau carré de tiges diélectriques dans l'air : propagation dans le plan (x,y) , i.e. défini par les points Γ , X et M [JJWM08].

Les réseaux périodiques décrits précédemment s'appliquent généralement à des semiconducteurs en optique guidée, pour lesquels la propagation se fait dans le plan (x,y) . En ce qui concerne les PCF, la propagation est différente car elle s'effectue suivant la direction d'invariance du cristal, i.e. perpendiculairement à la section principale, suivant la composante z du vecteur \mathbf{k} . Ainsi, dans une PCF, une bande interdite ne sera pas définie comme un mode pour lequel il n'existe pas de propagation possible dans le plan (x,y) . Il s'agit d'une bande pour laquelle, pour une valeur de k_z donnée, il n'existe aucun couple (k_x, k_y) pour lequel la propagation est possible dans le plan (x,y) . Dans les fibres microstructurées, le cœur central est assimilé à un défaut de structure, autorisant la propagation d'un mode ayant la composante k_z appropriée. Cela permet de confiner ce mode dans le cœur de la fibre et donc sa propagation suivant l'axe z . Le paragraphe § 3.1.4 décrit les mécanismes de confinement dans les deux types de PCF, à guidage par l'indice ou par bande interdite photonique (BIP) ainsi que les diagrammes de bande correspondants.

3.1.4 Différents types de PCF

Les PCF sont des structures périodiques à symétrie de translation selon l'axe z . Les modes s'y propageant sont donc ceux pour lesquels la composante axiale du vecteur d'onde k_z est conservée et la fonction de Bloch correspondante s'écrit

$$\mathbf{H}(x, y, t) = \mathbf{H}(x, y)e^{ik_z z}e^{-i\omega t}. \quad (3.27)$$

Parmi les PCF utilisant une modification périodique de l'indice de réfraction, trois types de microstructures peuvent être distinguées, utilisant deux types de guidage différents : par

l'indice ou par bande interdite photonique. Elles sont présentées Fig. 3.8.

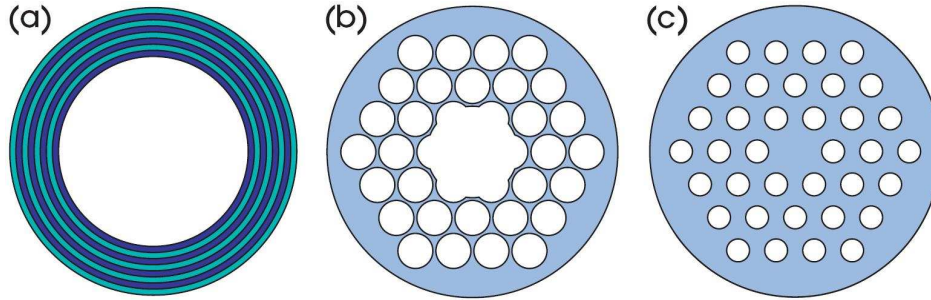


FIG. 3.8 – Trois exemples de fibres à cristaux photoniques (PCF) [JJWM08] : structure à anneaux de Bragg (a), Structure à cœur creux (b), structure à guidage par l'indice (c).

3.1.4.1 PCF à guidage par l'indice

Dans ce type de fibres (cf. Fig. 3.8 (c)), l'arrangement périodique 2D autour du cœur de la fibre a pour rôle de diminuer l'indice de réfraction de la gaine, i.e. de créer un indice de gaine « effectif » plus faible que celui du cœur, de manière à y augmenter le confinement du faisceau lumineux. Cette structure périodique est, en général, faite de trous d'air, mais elle peut également être constituée d'un matériau dont l'indice de réfraction est plus faible que celui du cœur. Le cœur est en fait un défaut ponctuel dans la structure périodique : il y manque le trou central. La Fig. 3.9 est le diagramme de bande correspondant à la fibre de la Fig. 3.8 (c), avec une période du réseau direct a et un rayon des trous $r = 0.3a$. La fibre est en silice (constante diélectrique $\varepsilon = 2.1$ à $1.55 \mu\text{m}$).

Le diagramme de bande présente une zone colorée, limitée par une droite, appelée ligne d'air, d'équation $\omega/c = k_z/\sqrt{\varepsilon}$. Cette région est appelée « cône de lumière » (photonic crystal light cone sur la Fig. 3.9) et correspond au guidage classique d'une fibre optique, par réflexion totale interne. Cela signifie que dans cette région, pour les modes vérifiant $k_z/\sqrt{\varepsilon} = \omega/c$, il n'existe pas d'angle de réfraction possible au passage silice/air et le champ reste confiné dans le cœur. Le diagramme de bande contient également une ligne indiquant la propagation d'un mode hors du cône de lumière. En effet, la périodicité du cristal photonique a été rompue au centre de la structure, introduisant cette bande guidante dans le diagramme et permettant le confinement d'un mode dans le cœur.

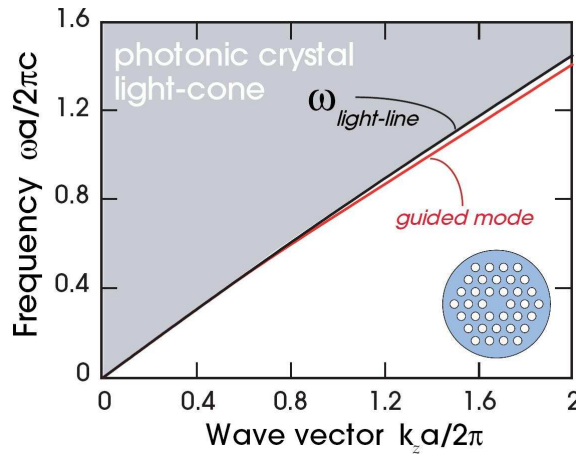


FIG. 3.9 – Diagramme de bande d'une PCF à guidage par l'indice [JJWM08].

3.1.4.2 PCF à guidage par bande interdite photonique (BIP)

Le guidage par bande interdite photonique consiste à confiner la lumière dans le cœur en utilisant une bande interdite plutôt qu'un guidage par l'indice. Il s'agit également de créer un défaut dans la structure périodique de la PCF de manière à créer le cœur de la fibre. Ainsi, le diagramme de bande de la structure périodique initiale est modifié de telle manière que les bandes interdites décrites § 3.1.3 deviennent guidantes pour un ou plusieurs modes, qui sont alors confinés dans le cœur de la fibre et peuvent s'y propager selon l'axe z . Les fibres utilisant ce mécanisme de guidage sont divisées en deux groupes : les PCF à anneaux de Bragg et les PCF à cœur creux (Hollow-Core PCF, i.e. HC-PCF).

- Les PCF à anneaux de Bragg (Fig. 3.8 (a))

Ces fibres sont basées sur un arrangement périodique de couches concentriques, disposées autour du cœur ; il s'agit donc d'une structure périodique 1D à symétrie de rotation, qui ne répond pas aux conditions de symétrie telles qu'elles sont décrites dans le théorème de Bloch : la courbure de ces anneaux concentriques diminue avec leur rayon r . Pour représenter le diagramme de bandes de cette structure, il s'agit de faire tendre r vers l'infini et d'étudier la propagation des modes en surface. De cette manière, la courbure des couches tend vers zéro, la structure s'apparente alors à un miroir de Bragg ayant des couches superposées d'indices n_1 et n_2 , séparées d'une distance a . Le diagramme de bandes de la Fig. 3.10 représente un empilement de quatre couches d'indices $n_1 = 1.6$ et $n_2 = 2.7$.

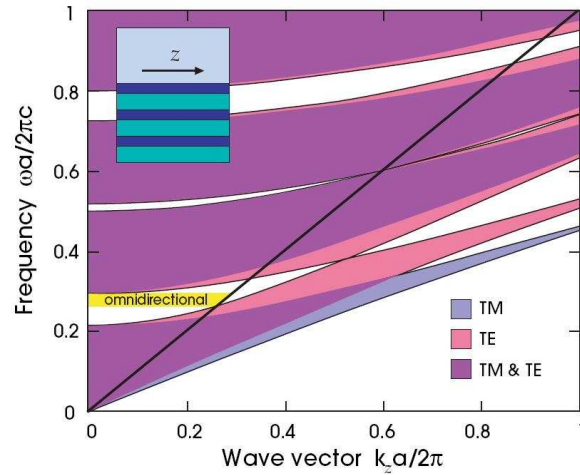


FIG. 3.10 – Diagramme de bandes d'un miroir de Bragg [JJWM08].

Dans cette figure, les régions colorées correspondent à des modes guidés dans les couches du miroir de Bragg, et non en surface. Parmi les bandes interdites, pour lesquelles les modes peuvent se propager dans la direction z uniquement, une zone permet de réfléchir dans l'air les modes incidents selon plusieurs directions : il s'agit des modes se propageant sur la ligne d'air, désignés par « omnidirectional » sur la Fig. 3.10. Pour représenter le diagramme de bandes d'une fibre de Bragg (cf. Fig. 3.11), il s'agit de « replier » la structure du miroir de Bragg autour d'un cœur creux de rayon R . Sur la Fig. 3.11, ce rayon mesure $R = 3a$. Les modes guidés de plus faibles ordres sont également représentés et décrits par leur polarisation (te, tm) ou leur dénomination radiale/angularaire (eh, he sur la Fig. 3.11), car la structure est à symétrie cylindrique.

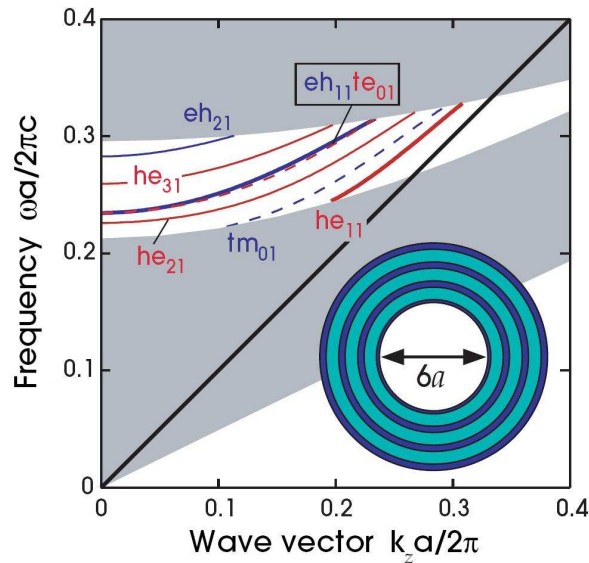


FIG. 3.11 – Diagramme de bandes d'une fibre de Bragg [JJWM08].

Cette figure se rapproche de celle du diagramme de bandes du miroir de Bragg (cf. Fig. 3.10), délimitée par $\omega a/2\pi c = k_z a/2\pi = 0.4$: la bande interdite se retrouve au même emplacement.

- les fibres creuses à cristaux photoniques ou HC-PCF (Fig. 3.8 (b))

Les fibres creuses à cristaux photoniques sont des fibres microstructurées à cœur creux, dont la gaine est parcourue de trous d'air selon un arrangement périodique de la même manière que pour les fibres à guidage par l'indice de la Fig. 3.8 (c). Il s'agit donc d'une structure périodique 2D. La Fig. 3.8 (b) présente un arrangement triangulaire des trous. Le confinement de certains modes dans le cœur creux de la PCF est particulièrement attractif car un guidage dans l'air minimise les effets d'atténuation et d'autres non linéarités du matériau. Le diagramme de bandes correspondant est représenté Fig. 3.12.

La propagation ayant lieu dans un cœur creux ($\varepsilon = 1$), la ligne d'air est décrite par l'équation $\omega = ck_z$. Le cône de lumière est représenté par la zone colorée. Les lignes rouges représentent les modes guidés par BIP. Les points *A* et *B*, situés au-dessus de la ligne d'air, correspondent à des modes guidés dans le cœur de la fibre, alors que le point *C* qui se trouve en-dessous de la ligne d'air représente un guidage à la surface de celui-ci : ce sont les modes de surface, qui dégradent les performances de la fibre car ils subissent l'atténuation du matériau de façon beaucoup plus importante que les modes

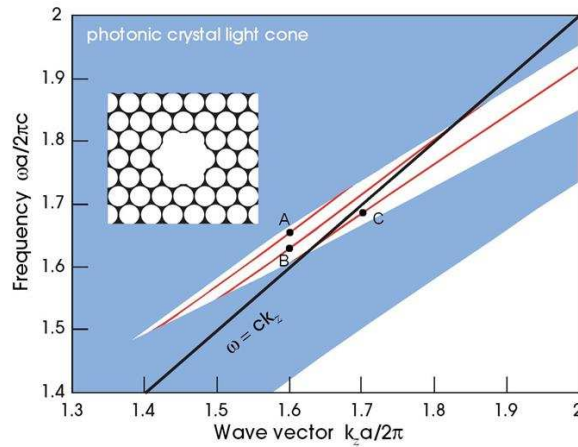


FIG. 3.12 – Diagramme de bande d'une HC-PCF [JJWM08].

guidés dans le cœur (par exemple dans le cas de la diffusion des modes sur la surface rugueuse du cœur).

3.1.5 Origine des pertes dans les PCF à cœur creux

Les phénomènes d'atténuation dans les fibres à cœur creux peuvent être classés en deux catégories, en fonction du rayon R du cœur de la fibre. Certains effets d'atténuation diminuent quand R augmente ; c'est le cas des pertes à l'interface cœur/gaine. En revanche, d'autres pertes augmentent avec R , par exemple le couplage intermodal, i.e. le transfert d'énergie d'un mode vers un autre.

3.1.5.1 pertes à l'interface cœur / gaine

Ces pertes ont pour origine la fraction du champ se propageant dans la gaine de la PCF. Elles peuvent être de trois sortes, et leur dépendance est en $1/R^3$.

- Tout d'abord, l'atténuation du matériau (en général de la silice), qui dépend des modes guidés dans la fibre. Pour la silice, ces pertes deviennent élevées dès que les longueurs d'onde dépassent $2 \mu\text{m}$ environ car son atténuation dépasse les 60 dB/km (cf. Chapitre 2, Fig. 2.3). Plus le rayon du cœur creux est large, plus ces pertes diminuent (elles suivent une loi en $1/R^3$).
- Un autre type d'atténuation du champ est la génération de pertes radiatives dans la gaine : la structure périodique du cristal photonique n'est pas infinie. Une faible frac-

tion du champ confiné dans le cœur par BIP va pénétrer dans la gaine de silice et s'y propager : ces modes guidés dans la gaine sont appelés modes radiatifs. Pour diminuer ces pertes, il suffit d'augmenter le nombre de « couches » périodiques de trous autour du cœur de la fibre.

- La dernière forme d'atténuation est la diffusion de Rayleigh. Celle-ci est due à une présence d'impuretés à la surface de la microstructure. La microstructure étant constituée de nombreuses interfaces (variations abruptes de l'indice de réfraction), une rugosité des parois de silice peut provoquer des fuites de lumière. Ces pertes ont lieu généralement lorsque la dimension des défauts est d'un ordre de grandeur inférieur à celle de la longueur d'onde de propagation, en particulier dans des fibres en silice à des longueurs d'onde où l'absorption est faible. Elles sont également en $1/R^3$.

Cas particulier des HC-PCF : ces fibres sont sujettes à une forme d'atténuation supplémentaires, il s'agit de la propagation des modes de surface. A moins de choisir une structure du cristal photonique permettant de limiter ce phénomène, plus la taille du cœur augmente, plus le nombre d'états de surface est important.

3.1.5.2 couplage intermodal

Les pertes à l'interface cœur/gaine suivent une loi en $1/R^3$. Ainsi, dans le but d'éliminer ce type de pertes, une stratégie pourrait consister à travailler avec des PCF à fort diamètre de cœur. En fait ce serait un mauvais choix : lorsque R augmente, des pertes par couplage intermodal apparaissent. A l'origine de ces pertes, une mauvaise uniformité de la microstructure, induisant un transfert d'énergie entre des modes ayant la même fréquence ω mais un k_z différent (déplacement horizontal sur le diagramme de bandes de la fibre). Ces modes d'ordre plus élevé pénètrent plus profondément dans la gaine de la fibre, ce qui a pour conséquence d'augmenter les pertes. Une autre forme de couplage intermodal est la dispersion de mode de polarisation. Elle se produit lorsque le mode se propageant dans la fibre est doublement dégénéré, i.e. représenté par ses deux polarisations orthogonales. La moindre imperfection dans la structure peut séparer ces deux polarisations qui deviennent alors deux modes se propageant à des vitesses différentes. Pour éviter ce type de pertes, il faut concevoir une structure à cristal photonique ne permettant pas à un mode doublement dégénéré de s'y propager.

3.2 Conversion Raman dans les HC-PCF

3.2.1 Conversion Raman dans le méthane

Constituant de l'atmosphère terrestre, le méthane a fait l'objet de nombreuses études.

Au début des années 1980, la spectroscopie Raman a permis de déterminer les caractéristiques des petites molécules polyatomiques, et notamment celles du méthane [TIT82] : la section efficace de diffusion stimulée d'un gaz permet, par exemple, de retrouver sa fonction de potentiel anharmonique [BM84].

La conversion Raman dans les gaz a été utilisée pour créer des sources laser accordables dans le proche infrarouge : en focalisant les impulsions picosecondes d'un laser Nd:YAG dans 30 bars de H_2 , D_2 et CH_4 , leur seuil de conversion Raman peut être caractérisé [HPP86] ainsi que l'influence de certains paramètres comme la pression du gaz et l'énergie des photons de pompe [SMK93].

Un rayonnement Stokes à $1.54 \mu m$ a également été obtenu par Shepherd et Hanna [SHMP87, HMPS88] par conversion Raman de l'émission d'un Nd:YAG à $1.06 \mu m$ dans des tubes capillaires d'un diamètre de cœur d'environ $200 \mu m$ remplis de CH_4 .

Dans les années 1990, Ottusch et Chu [OR88, CSW91] ont étudié la faisabilité de la conversion Raman à ordres Stokes multiples dans les gaz (H_2 , D_2 et CH_4) ainsi que l'influence de la pression du gaz sur les largeurs de raie Raman et donc sur leur gain. La conversion Raman intracavité à $1.58 \mu m$ a également été testée par Lasser [LGU⁺89] qui a placé une cellule remplie de méthane dans la cavité d'un laser Nd:YAG émettant une longueur d'onde de pompe de $1.08 \mu m$.

A partir des années 2000, diverses études ont été réalisées dans le domaine des lasers Raman à gaz, et plus particulièrement avec le méthane. Dans la recherche navale par exemple, la piste de la conversion Raman est exploitée pour déterminer la quantité de gaz naturel présente dans les hydrocarbures constituant les fonds marins [KIMP00]. Des études de caractérisation ont également été réalisées dans l'ultraviolet, notamment des comparaisons entre diffusion et rétrodiffusion Raman (par exemple, influence de la pression du méthane sur le rendement de conversion) [LSH⁺06].

Récemment un laser Raman à CH_4 a été développé spécialement pour des applications de

haute énergie à sécurité oculaire type LIDAR à $1.54 \mu\text{m}$ [SS07]. En augmentant la longueur d'interaction du milieu convertisseur, il est possible de diminuer nettement la densité de puissance sur les optiques et donc leur probabilité d'endommagement. Les traitements antireflets des miroirs de cavité ont été remplacés par des miroirs orientés à l'angle de Brewster (plus d'endommagement des traitements dû à la forte densité de puissance). Les résultats font état de 40 % d'efficacité de conversion à 50 Hz, avec des impulsions de 350 mJ d'énergie.

Les recherches les plus pertinentes s'inscrivant dans le cadre de cette étude sont celles qui portent sur la conversion Raman dans les fibres creuses à cristaux photoniques (HC-PCF) remplies de gaz, décrites dans le paragraphe suivant.

3.2.2 Cellules à gaz et HC-PCF : application à la diffusion Raman

L'utilisation de HC-PCF remplies de gaz est récente (années 2000) et concerne plusieurs applications. La structure linéique des fibres optiques résulte en une grande longueur d'interaction entre le faisceau laser et le milieu gazeux, ce qui permet d'y observer des effets non-linéaires tels que l'automodulation de phase, la génération d'harmonique ou encore le mélange à quatre ondes [NZ02]. Il existe de nombreuses structures de PCF, parmi celles-ci les PCF à arrangement périodique de trous d'air autour d'un cœur plein (cf. Fig. 3.8 c, § 3.1.4) peuvent être utilisées comme capteurs afin d'étudier le spectre de transmission de certains gaz ([LLS⁺07] dans le cas du méthane). Des HC-PCF peuvent aussi être utilisées pour cette application (mesure d'absorption de plusieurs gaz par [RTL⁺04]).

La souplesse des fibres optiques et surtout leur longueur et leur faible dimension de cœur en font des candidates idéales pour une utilisation comme milieu convertisseur. L'effet Raman nécessite en effet une aire effective la plus réduite possible et une longueur d'interaction suffisante pour que le seuil de conversion soit atteint (cf. Chapitre I). Dans le cas de la conversion Raman en milieu gazeux, utiliser une fibre creuse est avantageux car la propagation du champ électromagnétique se fait essentiellement dans le cœur creux de la fibre. Si la microstructure est bien calculée, l'atténuation est donc essentiellement déterminée par celle du gaz, et non pas par celle du guide d'onde (cf. § 3.1.5). Benabid [BKAR02] a souligné l'avantage de travailler avec des HC-PCF plutôt qu'avec des capillaires conventionnels. Pour un capillaire dans lequel le faisceau de pompe est focalisé avec une lentille sur un diamètre $2w_0$, une densité de puissance qui ne varie pas plus d'un facteur 2 peut être conservée sur une longueur d'interaction limitée à $2z_R$, où z_R est la distance de Rayleigh

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (3.28)$$

w_0 est le rayon modal du faisceau au point focal de la lentille. Par exemple, pour une lentille de distance focale $f = 200$ mm focalisant une onde à $\lambda = 2 \mu\text{m}$ sur un rayon modal de $25 \mu\text{m}$, la distance de Rayleigh est de $z_R = 1$ mm. Dans une HC-PCF, le guidage se fait par bande interdite photonique dans un cœur creux. Ainsi dans une HC-PCF monomode le mode fondamental peut se propager sur une longueur d'interaction qui peut atteindre plusieurs mètres voire plusieurs dizaines de mètres, et ainsi la forte densité de puissance est conservée sur une grande longueur de fibre. Il est donc possible de travailler avec des énergies beaucoup plus faibles qu'avec un capillaire.

La première équipe à avoir conçu des cellules Raman à gaz à l'aide d'une fibre creuse est celle du département de Physique du Centre de Photonique et des Matériaux Photoniques (Centre for Photonics and Photonic Materials) de l'Université de Bath (Royaume-Uni). Depuis 2001, en-dehors de nombreux travaux d'optimisation des différents types de microstructure, de nombreuses scientifiques (parmi lesquels F. Benabid, P.S. Light et F. Couny) ont étudié les différents phénomènes non-linéaires à l'intérieur de HC-PCF remplies de différents gaz. Actuellement, trois domaines applicatifs sont explorés : la conversion Raman stimulée, la transparence induite (Electromagnetically-induced Transparency, EIT) [BLCR05] et plus récemment le transport de micro-objets [Ben06b].

La lumière qui se propage dans le cœur creux d'une HC-PCF remplie de gaz profite d'une très grande longueur d'interaction sans toutefois subir les effets de la diffraction, ce qui n'est pas le cas d'un faisceau laser se propageant librement, focalisé dans une cellule Raman classique. Ainsi avec l'utilisation de fibres optiques le seuil de conversion Raman est très fortement abaissé [Ben06b].

Les premiers essais de conversion Raman dans les HC-PCF ont été publiés en 2002 par Benabid *et al.* [BKAR02]. La source de pompe utilisée était un laser Nd:YAG impulsif (durée d'impulsion $t_p = 6$ ns) doublé en fréquence, i.e. émettant un rayonnement à 532 nm, injecté dans 1 m de HC-PCF à structure Kagomé remplie avec de l'hydrogène à une pression de 17 bars. Ce type de HC-PCF (cf. Fig. 3.8 b, § 3.1.4) est caractérisé par sa microstructure en forme « d'étoiles de David » qui admet une bande passante plus large que les microstructures à trous circulaires [Ben06b, CBL06], mais avec des pertes plus élevées (ordre de grandeur : de 1 à 10 dB/m). Des seuils de conversion Raman ont été mesurés à $0.8 \mu\text{J}$ pour le premier ordre Stokes à 683 nm et à $3.4 \mu\text{J}$ pour le premier ordre anti-Stokes à 435 nm.

Plus tard, un laser à Nd:YAG émettant à 1064 nm a été injecté dans le même type de fibre

d'une longueur de 35 m remplie d'hydrogène [Ben06b]. Le seuil de conversion Raman mesuré pour le premier ordre Stokes est de 3 nJ et dans le cas d'une fibre de 3 m il est d'environ 20 nJ. L'efficacité de conversion a été calculée comme le rapport entre la puissance Stokes en sortie de fibre et la puissance de pompe injectée et a été évaluée à 86 % pour la fibre de 3 m, ce qui est très élevé.

Malgré les avancées rapides et la qualité des résultats obtenus à l'université de Bath, le dispositif expérimental présentait l'inconvénient d'être relativement encombrant, puisqu'il nécessitait la présence, à chaque extrémité de la fibre creuse, de réservoirs à gaz permettant de maintenir l'hydrogène sous pression à l'intérieur de la fibre. Plus récemment, on a soudé à chaque extrémité de la fibre remplie d'hydrogène, une fibre optique classique monomode, à cœur plein (Single-Mode Fibre, SMF), guidante à la longueur d'onde de pompe. Ce dispositif permet de piéger le gaz à l'intérieur de la HC-PCF. Il en résulte une cellule à gaz scellée, entièrement fibrée, extrêmement compacte et facilement intégrable dans un système de petites dimensions [BCK⁺05]. Pour augmenter davantage la compacité et l'efficacité de ces cellules, on a équipé chaque extrémité de la SMF par des miroirs à réseaux de Bragg, permettant d'abaisser le seuil de conversion Raman d'un facteur deux par rapport à une configuration en simple passage de pompe [CBC07].

La tâche la plus difficile dans la réalisation de ces cellules compactes est la soudure de fibres SMF avec un minimum de pertes, la principale cause d'atténuation du signal étant la déformation de la microstructure à l'interface SMF/HC-PCF lors de la soudure. Il s'agit aussi d'éviter la contamination de la fibre creuse avec des poussières ou des traces d'eau. En tenant compte de la qualité de la soudure, de la légère désadaptation du mode fondamental et de la variation de l'indice de réfraction (réflexion de Fresnel) aux interfaces, les pertes de connexion actuelles sont d'environ 3 dB à chaque jonction SMF/HC-PCF [CBL07]. Plusieurs cellules fibrées remplies d'hydrogène et d'autres remplies d'acétylène à des pressions de 5 à 10 bars et de 6 à 500 mbars respectivement ont été réalisées. Lors des expériences de conversion Raman [BCK⁺05], une fibre creuse de 5 m, pompée avec un laser Nd:YLF à 1047 nm délivrant des impulsions de quelques nanosecondes en régime quasi-continu a été utilisée. Pour ces cellules le seuil de conversion Raman a été obtenu pour environ 100 W de puissance crête (avec des impulsions de 7 ns). La durée de vie des cellules remplies d'hydrogène a été évaluée à plusieurs décennies, la principale cause de détérioration étant la diffusion des molécules d'hydrogène au travers des parois de silice constituant la HC-PCF.

D'autres expériences utilisant la conversion Raman dans des HC-PCF remplies de gaz ont été

réalisées à Bath. Elles ont consisté à :

- multiplier le nombre d'ordres Stokes successifs dans l'hydrogène [BAKR05] ;
- comprendre les phénomènes de sauts de bande passante dus au remplissage du cœur creux par un gaz [ABB⁺06] ;
- étudier l'EIT (cf. page 131) dans le rubidium [LBC⁺07] ;
- créer des spectres de fréquence cohérents dans l'hydrogène dans le but de générer des impulsions de l'ordre de l'attoseconde [CBR⁺07] ;
- améliorer la qualité de la jonction SMF/HC-PCF en limitant la réflexion de Fresnel aux interfaces [CBL07] ...

Lors de la conférence CLEO US 2008 il a été dit qu'actuellement, et ceci dans l'optique d'augmenter l'efficacité de conversion Raman, les cellules à réservoir de gaz sont de nouveau privilégiées par rapport aux systèmes tout-fibres, car les pertes aux interfaces restent trop importantes et limitent le rendement du convertisseur.

3.2.3 Caractéristiques des fibres creuses fournies par Xlim

Le modèle de HC-PCF choisi par Xlim pour cette étude est la structure à cristal de Kagomé. Hors des bandes de forte atténuation que peut présenter cette structure (dus à la présence de modes pouvant se propager dans la gaine), un avantage considérable est que le mode du cœur est très peu couplé avec les modes de gaine. Ceci se traduit par une très faible fraction de champ optique se propageant dans la gaine de silice, permettant ainsi la propagation de longueurs d'onde au-dessus de $4 \mu\text{m}$ dans un matériau qui, a priori, ne le permet pas (atténuation de la silice pure à $4 \mu\text{m}$ supérieure à 900 dB/m). Les deux fibres fournies par Xlim à l'ISL, appelées respectivement HC-PCF#1 et HC-PCF#2, sont présentées Fig. 3.13.

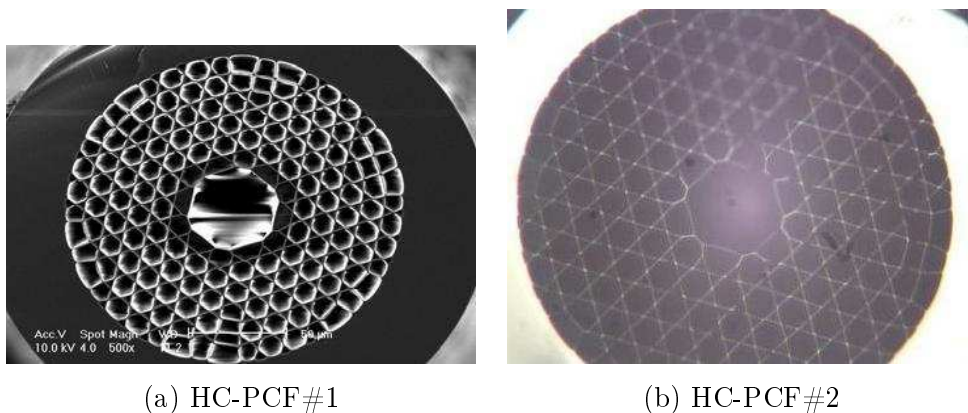


FIG. 3.13 – Fibres à cristal de Kagomé fournies par Xlim à l'ISL (Images Xlim)

Ces fibres ont toutes les deux une structure de type Kagomé. L'aire effective du mode propagé dans le cœur est d'environ $A_{eff} = 900 \mu\text{m}^2$ et l'ouverture numérique est de $ON = 0.05$. Le pitch (i.e. distance entre les trous) est de $20 \mu\text{m}$ d'après une mesure effectuée au Laboratoire des Systèmes Photoniques (LSP) sur la fibre HC-PCF#2, présentée Fig. 3.14.

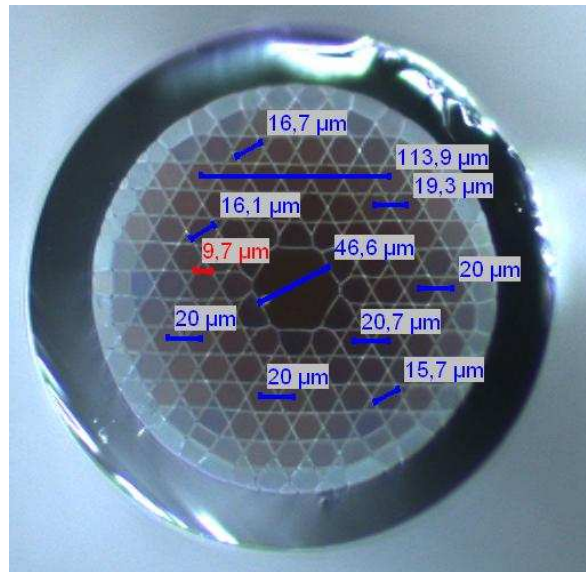


FIG. 3.14 – Mesures effectuées au LSP sur la fibre HC-PCF#2 (Image LSP).

La microstructure de la fibre HC-PCF#2 a été réalisée avec des tubes de diamètres plus fins et plus réguliers que la HC-PCF#1. Cette procédure a permis de réduire sensiblement l'atténuation de HC-PCF#1 en passant de 20 dB/m environ à $\leq 4 \text{ dB/m}$ pour HC-PCF#2 dans le proche infrarouge. Aucune mesure d'atténuation à des longueurs d'onde supérieures à $1.7 \mu\text{m}$ n'a été fournie par Xlim, qui ne dispose pas d'un système de caractérisation dans le domaine infrarouge. D'autres travaux de caractérisation de ces fibres, effectués à l'ISL, sont décrits dans le § 3.4.2.

La structure à motif de Kagomé, présentée Fig. 3.15 se rapproche de celle de Bragg décrite dans le § 3.1.4 : le guidage est effectué entre les modes de résonance des « anneaux » à forte atténuation. Les « anneaux » sont reliés par une microstructure, présentant elle-même des modes de propagation (appelés mode de gaine). Cependant ceux-ci sont très peu couplés avec le mode du cœur, c'est l'avantage de cette structure : une très faible fraction du champ électromagnétique guidé dans le cœur se propage dans la gaine. Les bandes de forte atténuation dues aux modes des « anneaux » constituent cependant un inconvénient. Le diagramme de

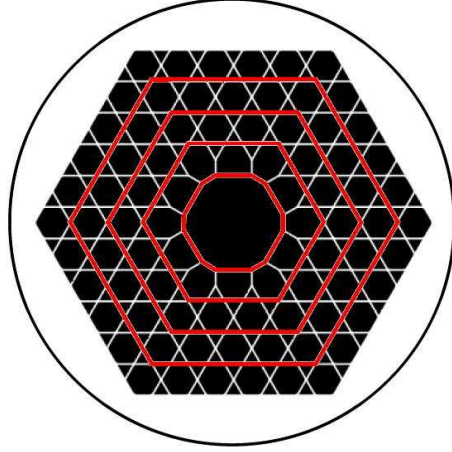


FIG. 3.15 – Motif de Kagomé (image Xlim). Les anneaux formés dans la microstructure sont représentés en rouge.

bandes se rapproche fortement de celui des fibres de Bragg et des HC-PCF : un cône de lumière entoure une bande de transmission coupée par la ligne d'air. Le diagramme de bandes des HC-PCF fournies a été calculé par Xlim et est présenté Fig. 3.16 (a).

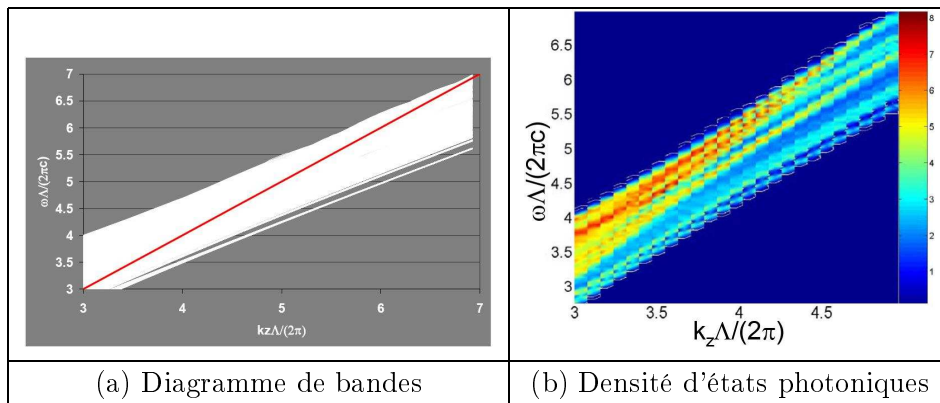


FIG. 3.16 – Diagramme de bandes et densité d'états photoniques de la bande de transmission du cristal à motif de Kagomé.

Pour que le guidage se fasse dans le cœur et afin d'éviter le couplage entre le mode du cœur et les modes de gaine, il faut calculer la densité d'états photoniques du cristal considéré, présentée Fig. 3.16 (b). Le guidage sera plus efficace dans les zones où la densité d'états photoniques est la plus faible, i.e. proche de 1. En théorie le pitch Λ des fibres creuses devait être égal à $12 \mu\text{m}$ (après fibrage il est plutôt de $20 \mu\text{m}$), et d'après la Fig. 3.16 (b), un guidage

par faible densité d'états photoniques peut être obtenu entre 2 et 4 μm pour cette valeur de Λ .

Le paramètre V d'une PCF défini par Mortensen [MFNH03] (cf. Chapitre I) s'écrit

$$V_{PCF,\lambda} = \frac{2\pi\Lambda}{\lambda} ON < \pi. \quad (3.29)$$

Ce paramètre, appelé aussi fréquence spatiale normalisée à cause de sa dépendance en $1/\lambda$, définit le caractère monomode d'une fibre optique. Pour les longueurs d'onde utilisées dans cette étude (cf. Fig. 3.2), le calcul de $V_{PCF,\lambda}$ est égal à

$$\left\{ \begin{array}{l} V_{PCF, 1.87 \mu\text{m}} = \frac{2\pi \times 20}{1.87} \times 0.05 = 3.36 \\ V_{PCF, 1.99 \mu\text{m}} = 3.16 \\ V_{PCF, 4.1 \mu\text{m}} = 1.53 \\ V_{PCF, 4.8 \mu\text{m}} = 1.31 \end{array} \right. \quad (3.30)$$

Ces fibres sont donc légèrement multimodes en-dessous de 2 μm . Expérimentalement, le profil spatial du faisceau de sortie vers 2 μm a été étudié à l'ISL et est présenté au § 3.4.2.

3.3 Modélisation de la conversion Raman dans une HC-PCF remplie de gaz

3.3.1 Hypothèses de calcul, équations couplées

3.3.1.1 Largeur de raie du méthane et gain Raman

Dans le CH_4 ($\nu_R = 2915 \text{ cm}^{-1}$), le coefficient de gain Raman g_0 dépend de la pression du gaz P , et est défini par [HPP86, CSW91]

$$g_0(\text{cm} \cdot \text{W}^{-1}) = A(\lambda) \frac{P}{\Delta\nu}, \quad (3.31)$$

où $\Delta\nu$ est la largeur de raie du méthane, donnée par

$$\Delta\nu(\text{cm}^{-1}) = 0.32 + 0.012P. \quad (3.32)$$

Dans la simulation, il ne sera pas nécessaire de prendre en compte la courbe de gain Raman puisque dans le cas des gaz la largeur de raie $\Delta\nu$ est extrêmement fine : elle est d'environ 10 GHz pour 1 bar de CH_4 à comparer avec 18 THz dans du GeO_2 .

Pour une pompe à $\lambda_p = 532 \text{ nm}$, $A = 1.86 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1} \text{ W}^{-2}$ [HPP86, CSW91, OR88]. Le gain à $\lambda_{p'}$ = 1.87 μm peut alors être calculé, suivant le facteur d'échelle

$$g_R(\lambda_{p'}) = \frac{\lambda_S}{\lambda_{S'}} g_R(\lambda_P), \quad (3.33)$$

où les indices p et S désignent les ondes de pompe et Stokes, respectivement. Comme à 1 bar de pression, $\Delta\nu = 0.332 \text{ cm}^{-1}$ et $g_0(532 \text{ nm}) = 5.60 \times 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$,

$$g_0(1.87 \mu\text{m}) = \frac{630}{4111} g_R(532 \text{ nm}) = 8.58 \times 10^{-14} \text{ m.W}^{-1}, \quad (3.34)$$

et à 10 bars de pression, $\Delta\nu = 0.44 \text{ cm}^{-1}$ et $g_0(532 \text{ nm}) = 4.23 \times 10^{-12} \text{ m.W}^{-1}$ donc $g_0(1.87 \mu\text{m}) = 6.48 \times 10^{-13} \text{ m.W}^{-1}$.

3.3.1.2 Atténuation du gaz

L'équation des gaz parfaits pour n moles s'écrit

$$PV = nRT = N_a k_B T, \quad (3.35)$$

où P est la pression, R la constante des gaz parfaits, V le volume, n le nombre de moles, N_a le nombre d'Avogadro en molécule.mol⁻¹, k_B la constante de Boltzmann et T la température absolue du système. La concentration du gaz N (en nombre de molécules.m⁻³) peut donc être calculée de la façon suivante

$$N = \frac{nN_a}{V} = \frac{P}{k_B T}, \quad (3.36)$$

et l'atténuation du gaz α , en m⁻¹, est

$$\alpha = N\sigma = \frac{P}{k_B T} \sigma, \quad (3.37)$$

où σ est la section efficace d'absorption en m².molécule⁻¹. Finalement, d'après la loi de Beer-Lambert, la transmission d'un gaz peut être exprimée en fonction de z et de α par

$$T(z) = \frac{I(z)}{I_0} = e^{-\alpha z}. \quad (3.38)$$

Ainsi, la transmission du gaz peut être calculée pour une pression de 10 bars

$$T_{10 \text{ bar}} = e^{-\alpha_{10 \text{ bar}} z} = e^{-10\alpha_1 \text{ bar} z} = T_{1 \text{ bar}}^{10}. \quad (3.39)$$

Il est donc nécessaire de vérifier si l'effet d'augmentation du gain Raman en fonction de la pression n'est pas contrecarré par la diminution de la transmission du méthane quand la pression augmente. Pour la conversion Raman dans une HC-PCF, on considère une seule valeur d'atténuation pour l'ensemble (fibre+gaz).

La transmission sur un mètre d'un bar de méthane est présentée Fig. 3.17 et est issue de la base de données HITRAN2004.

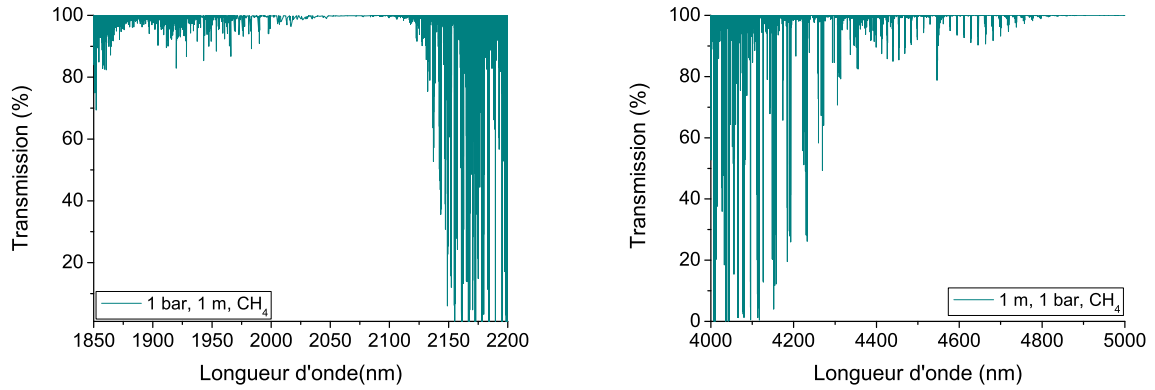


FIG. 3.17 – Raies d’absorption de CH_4 autour de $2 \mu m$ (gauche) et entre 4 et $5 \mu m$ (droite).

D’après la base de données HITRAN, l’atténuation de CH_4 sur une distance d’un mètre pour des longueurs d’onde entre 2 et $2.1 \mu m$ est quasiment nulle et à $4.11 \mu m$ elle est inférieure à $0.01 m^{-1}$, soit respectivement pour une pression de 10 bars une transmission de 99% à $2.1 \mu m$ et de 90% à $4.11 \mu m$. **Le facteur limitant pour la conversion Raman reste donc essentiellement l’atténuation de la fibre optique elle-même.** La Fig. 3.18 représente la transmission de CH_4 entre 1.85 et $2.00 \mu m$, pour 1 et 10 bars de pression.

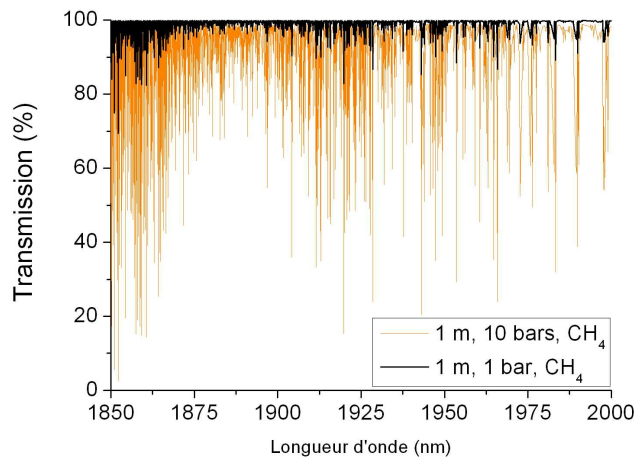


FIG. 3.18 – Transmission de CH_4 entre 1.85 et $2.00 \mu m$ pour 1 et 10 bars de pression.

D’après les Fig. 3.17 et 3.18, les raies d’absorption du méthane entre 4 et $4.5 \mu m$ et entre 1.85

et $2.00 \mu\text{m}$ (en particulier pour 10 bars de pression) sont nombreuses et rapprochées : il faut pouvoir caler la longueur d'onde de pompe entre deux raies d'absorption avec précision pour optimiser la conversion Raman dans le méthane. Le laser de pompe à fibre Tm:silice possède l'avantage d'être accordable entre 1.85 et $2.00 \mu\text{m}$ ce qui permet de faire varier précisément la longueur d'onde de pompe et donc du premier ordre Stokes pour qu'elles aient la transmission est la plus élevée possible. Il faut rappeler également que la largeur de raie Raman du méthane à 1 bar de pression est de $\Delta\nu = 0.332 \text{ cm}^{-1}$ soit 9.96 GHz , ce qui correspond à un intervalle en longueur d'onde d'environ 120 nm . La largeur de la raie d'émission du laser de pompe à fibre silice dopée thulium est beaucoup plus fine car elle est d'environ 9 nm . Or les raies d'absorption du méthane sont nombreuses autour de $4.1 \mu\text{m}$ et espacées de quelques nanomètres seulement, la raie Stokes sera donc probablement bien structurée, et se positionnera là où l'absorption sera la plus faible.

La source de pompe utilisée étant la même que celle décrite dans le chapitre II, les équations du régime quasi-CW s'appliquent également (cf. Eq. (2.25) et (2.24), page 52). Cependant, contrairement au GeO_2 , le gain Raman se résume à une seule valeur et non à un spectre complet, comme cela est décrit à la page 136. Par rapport au chapitre précédent, les équations couplées seront donc simplifiées, i.e. il n'y aura plus de calcul spectral. La génération du premier ordre anti-Stokes sera également négligée dans cette modélisation, seuls seront pris en compte la pompe de fréquence centrale ν_p ainsi que le premier et deuxième ordre Stokes², ν_{S1} et ν_{S2} . Les équations couplées sont adaptées de celles du chapitre II en étudiant toutes les interactions possibles entre pompe, premier et deuxième Stokes (cf. Tab. 3.1).

	Pompe	Stokes 1	Stokes 2
Pompe	-	+ anti-Stokes, - Stokes	-
Stokes 1	+ Stokes, - anti-Stokes	-	- Stokes, + anti-Stokes
Stokes 2	-	+ Stokes, - anti-Stokes	-

TAB. 3.1 – Interactions entre les différentes puissances.

²Dans le cas particulier du méthane, aucun deuxième ordre Stokes ne peut être généré, en effet pour $\lambda_{s1} = 4.11 \mu\text{m}$, $(\nu_{s1} - \nu_{R,CH_4}) = 2433 - 2915 = -482 < 0$.

Ces interactions, mises en équation, donnent le système 3.40 :

$$\begin{aligned}
 \pm \frac{dP_p^\pm}{dz} \Big| &= -\alpha_p P_p^\pm - \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_p} g_R (1 + \eta) P_p^\pm (2h\nu_{s1}\Delta\nu + P_{s1}^+ + P_{s1}^-) \\
 &\quad + 2h\nu_p \Delta\nu_p g_R \eta (P_{s1}^+ + P_{s1}^- + 4h\nu_{s1}\Delta\nu) + \eta g_R (P_{s1}^+ + P_{s1}^-) P_p^\pm + \gamma_p P_p^\mp \\
 \pm \frac{dP_{s1}^\pm}{dz} \Big| &= -\alpha_{s1} P_{s1}^\pm - \frac{\lambda_{s2}}{\lambda_{s1}} g_R (1 + \eta) P_{s1}^\pm (2h\nu_{s2}\Delta\nu + P_{s2}^+ + P_{s2}^-) \\
 &\quad + 2h\nu_{s1}\Delta\nu_{s1} g_R \eta (P_{s2}^+ + P_{s2}^- + 4h\nu_{s2}\Delta\nu) + \eta g_R (P_{s2}^+ + P_{s2}^-) P_{s1}^\pm \\
 &\quad - \frac{\lambda_p}{\lambda_{s1}} \eta g_R (2h\nu_p \Delta\nu (P_{s1}^\pm + 4h\nu_{s1}\Delta\nu) + (P_p^+ + P_p^-) P_{s1}^\pm) \\
 &\quad + g_R (1 + \eta) (P_p^+ + P_p^-) (2h\nu_{s1}\Delta\nu + P_{s1}^\pm) + \gamma_{s1} P_{s1}^\mp \\
 \pm \frac{dP_{s2}^\pm}{dz} \Big| &= -\alpha_{s2} P_{s2}^\pm - \frac{\lambda_{s1}}{\lambda_{s2}} \eta g_R (2h\nu_{s1}\Delta\nu (P_{s2}^\pm \\
 &\quad + 4h\nu_{s2}\Delta\nu) + (P_{s1}^+ + P_{s1}^-) P_{s2}^\pm) + g_R (1 + \eta) (P_{s1}^+ + P_{s1}^-) (2h\nu_{s2}\Delta\nu + P_{s2}^\pm) \\
 &\quad + \gamma_{s2} P_{s2}^\mp
 \end{aligned} \tag{3.40}$$

Le signe + indique la propagation suivant $+z$, le signe $-$ la propagation de l'onde suivant $-z$. De la même manière que dans le chapitre II, α_i est le coefficient d'absorption et γ_i le coefficient de rétrodiffusion de Rayleigh à la longueur d'onde λ_i . h est la constante de Planck, η le facteur d'occupation de Bose

$$\eta = \frac{1}{e^{\frac{h\Delta\nu}{k_B\theta}} - 1}, \tag{3.41}$$

et $\Delta\nu$ la largeur du profil d'émission qui dans le cas des gaz se limite à la fréquence de conversion Raman ν_R , i.e. 87.5 THz dans le cas du méthane.

Le gain Raman g_R s'exprime en $m^{-1}W^{-1}$, il est donné par

$$g_R = \frac{g_0}{A_{eff}} \tag{3.42}$$

où g_0 est le coefficient de gain Raman (en $m.W^{-1}$) et A_{eff} l'aire effective du mode se propageant dans la fibre en m^2 . Ces équations tiennent compte de l'émission spontanée amplifiée (ASE) et de la génération éventuelle d'ondes anti-Stokes entre la pompe, le premier et le deuxième ordre Stokes. Les phénomènes de dispersion ne sont pas pris en compte car pour des longueurs de fibre de quelques dizaines de mètres et des impulsions dont la durée est de quelques dizaines de nanosecondes celle-ci peut être négligée.

A $t = 0$ et $z = 0$, les puissances crêtes des premier et deuxième ordres Stokes sont égales à zéro. A $t = 0$ des impulsions de pompe gaussiennes sont injectées à l'entrée de la fibre, i.e. à

$z = 0$. Les constantes nécessaires à la simulation sont spécifiées par l'utilisateur :

- g_0 , coefficient de gain Raman en $m.W^{-1}$;
- ν_R , fréquence de vibration de la molécule en m^{-1} ;
- λ_p , longueur d'onde de pompe en m ;
- α_i , coefficients d'absorption de l'ensemble (fibre + gaz) pour la pompe, le premier et le deuxième ordre Stokes en m^{-1} ;
- n_i , indices de réfraction du milieu à λ_i (sans dimension) ;
- A_{eff} , aire effective du mode propagé dans la fibre en m^2 ;
- f_{rep} , cadence de répétition du laser de pompe en Hz ;
- t_p , durée d'impulsion du laser de pompe en s ;
- \bar{P} , puissance moyenne de pompe injectée dans la fibre en W .

Les impulsions sont gaussiennes, ainsi la puissance crête \hat{P} correspondant à \bar{P} est

$$\hat{P} = \frac{\bar{P}}{\sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}} t_p f_{rep}}.$$

Comme dans le cas des fibres pleines (cf. chapitre II), la modélisation permet de simuler une cavité laser en paramétrant les coefficients de réflexion des miroirs d'entrée et de sortie de cavité. Le temps de calcul de ce programme simplifié est beaucoup plus faible que celui qui a été implémenté au chapitre II pour le calcul de la conversion Raman dans les fibres optiques à cœur solide. Néanmoins ces formules peuvent également servir à modéliser la conversion Raman dans ce type de fibres : la précision des résultats sera certes moins bonne, mais l'effet non linéaire pourra quand même être observé. Pour une fibre à cœur solide, une idée consisterait à effectuer ce calcul simplifié une première fois de manière à observer ou non une conversion Raman dans la fibre, puis à affiner les résultats en effectuant le calcul spectral tel qu'il est décrit dans le chapitre II.

Dans cette version du programme, seules les discrétisations en temps et en espace sont prises en compte. Le nombre d'échantillons d'espace K est calculé de la même manière qu'au paragraphe § 2.2.4.3 : il s'agit de vérifier qu'en doublant la valeur de K , les résultats restent les mêmes à un certain pourcentage près (en général, la tolérance est de $\pm 1\%$). Le pas de temps dt est calculé automatiquement en fonction du pas d'espace dz . Cette procédure est complètement détaillée au chapitre II, § 2.2.4.3.

3.3.2 Modélisation de la conversion Raman dans les fibres fournies par Xlim

3.3.2.1 Simple passage de pompe

La fibre HC-PCF#1 fournie par Xlim a une atténuation supérieure à 20 dB/m à la longueur d'onde de pompe (cf. § 3.2.3 et § 3.4.2). Même si l'atténuation au-dessus de 4 μm est inconnue, une telle atténuation signifie, pour une longueur de fibre de $L = 1$ m, une perte de signal égale à

$$(1 - T_{\text{fibre}}) = 1 - e^{-\alpha_p L} \approx 80\%. \quad (3.43)$$

Cette forte atténuation à la longueur d'onde de pompe ne permet pas, compte-tenu des puissances de pompe disponibles (5 W moyens à 50 kHz, $t_p = 50$ ns soit $\hat{P} \approx 2$ kW), d'utiliser la fibre HC-PCF#1 pour la conversion Raman en bande II.

Pour la simulation numérique, une fibre HC-PCF dont les caractéristiques géométriques sont similaires à celles de la fibre HC-PCF#2 a donc été modélisée (cf. §3.2.3) : le diamètre de cœur est de $r_c = 50$ μm (mesures effectuées au LSP : $r_{c,\text{min}} = 47$ μm et $r_{c,\text{max}} = 53$ μm) et le pitch est de $\Lambda = 14$ μm (valeur communiquée par Xlim, la valeur moyenne mesurée au LSP est $\Lambda = 20$ μm). Cela correspond à un rayon de mode $\omega_0 = 17$ μm et donc à une aire effective de $A_{\text{eff}} = 908$ μm^2 .

L'atténuation choisie pour les longueurs d'onde de pompe et du premier ordre Stokes est de 2 dB.m⁻¹ ce qui est conforme à l'atténuation de HC-PCF#2 à la longueur d'onde de pompe mais nettement inférieur à celle de la longueur d'onde Stokes³.

Les indices de réfraction sont égaux à 1 (milieu gazeux). Le laser émet des impulsions de $t_p = 50$ ns, à une cadence de $f_{\text{rep}} = 50$ kHz. La puissance injectée est $\bar{P} = 4$ W, i.e. $\hat{P} = 1.5$ kW. La longueur maximale de la fibre qui pouvait être fournie par Xlim est 10 m. La modélisation permet de calculer la longueur optimale de fibre à utiliser de manière à obtenir le meilleur rendement de conversion Raman.

Le calcul a été effectué pour 1 et 10 bars de pression de méthane. Après calcul, les résultats de la modélisation montrent qu'en simple passage de pompe, aucune puissance Stokes n'est générée : il n'y a pas de conversion Raman efficace à 1 bar ni à 10 bars. Quelle que soit la

³cf. Fig. 3.31 : la caractérisation de cette fibre par la société Le Verre Fluoré a donné des valeurs d'atténuation supérieure à 100 dB/m pour des longueurs d'onde entre 2.5 et 4 μm

longueur de fibre utilisée, le rendement calculé est égal à zéro.

3.3.2.2 Cavité à miroirs externes

Malgré sa forte atténuation, il est peut-être possible d'utiliser la fibre précédemment définie dans une cavité (les atténuations modélisées sont toujours égales à 2 dB.m^{-1} pour la pompe et le premier ordre Stokes). Cela permettrait de baisser le seuil de conversion Raman de manière à obtenir une puissance Stokes mesurable voire un rendement de conversion de quelques %. La conversion Raman dans une cavité a donc été modélisée en utilisant :

- en entrée : un miroir HT (haute transmission) pour la pompe et HR (haute réflectivité) pour le Stokes ;
- en sortie : un miroir HR pour la pompe et un coupleur de sortie (Output Coupler, OC) de réflexion $T = 60 \%$ pour le Stokes.

Il faut également tenir compte du rendement d'injection, estimé à 80% à chaque aller/retour dans la cavité :    chaque passage, la puissance disponible subit donc 20% de pertes. Les coefficients de réflexion des miroirs sont donc modifiés de telle manière que :

- le miroir d'entrée soit HT pour la pompe et $R = 80 \%$ pour le premier ordre Stokes ;
- le miroir de sortie ait des coefficients de réflexion égaux à $R = 80 \%$ pour la pompe et $OC = 0.8 \times 0.6 \approx 50 \%$ pour le premier ordre Stokes.

La forte atténuation de la fibre, i.e. de l'ordre de 2 dB.m^{-1} et les pertes d'injection (20%) empêchent une conversion Raman efficace et mesurable expérimentalement. La Fig. 3.19 présente les résultats de simulation, calculés pour une longueur de fibre variant entre 0.5 et 10 m , pour 10 bars de pression de gaz.

La décroissance exponentielle de la puissance de pompe due à l'atténuation de la fibre peut être observée ; la pompe n'est quasiment pas déplétée par l'apparition de l'onde Stokes. Le rendement de conversion, calculé comme étant le rapport entre la puissance Stokes en sortie de fibre et la puissance de pompe injectée, est presque nul (maximum $\approx 2.7 \times 10^{-9}$), il n'est pas mesurable expérimentalement. D'après ces courbes il est tout de même possible de relever une longueur de fibre optimale pour la conversion Raman, avec ces conditions expérimentales : elle est d'environ 1.25 m .

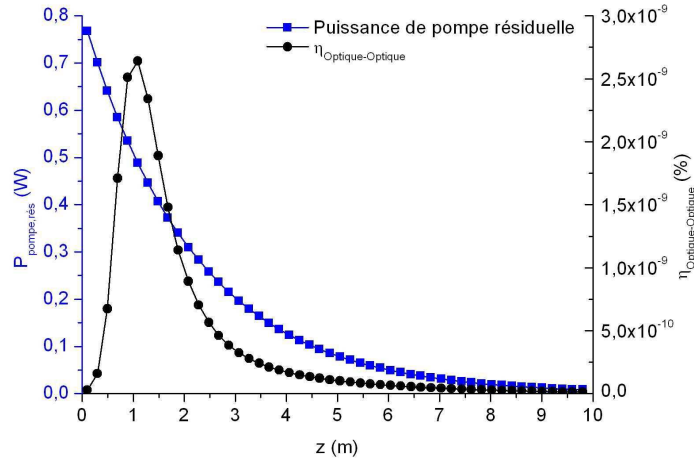


FIG. 3.19 – Evolution de la puissance de pompe et du rendement de conversion en fonction de la longueur de la fibre, pour une aire effective de $908 \mu\text{m}^2$ et une atténuation de 2 dB/m.

Une conversion Raman significative pourrait toutefois être obtenue en agissant sur différentes caractéristiques de la fibre optique dont l’atténuation, l’utilisation d’une cavité à miroirs de Bragg ou la conception d’autres HC-PCF à l’aide d’un autre matériau.⁴ Il pourrait également être intéressant de diminuer la durée des impulsions pour augmenter la puissance crête : par exemple en utilisant un modulateur acousto-optique (MAO) fonctionnant en mode-locking, il serait possible de générer des impulsions de l’ordre de la nanoseconde. Le MAO actuellement utilisé fonctionne en Q-switching et génère des impulsions dont la durée avoisine les 60 ns, le mode-locking permettrait donc de gagner un facteur 10 en puissance crête.

3.3.2.3 Diminution de l’atténuation de la fibre

Le problème le plus important pour la génération d’un rayonnement Stokes est la densité de puissance trop faible qui est déposée dans la fibre et l’atténuation trop forte du matériau. Les graphes de la Fig. 3.20 décrivent différentes possibilités pour obtenir une puissance Stokes mesurable en injectant $\bar{P} = 4 \text{ W}$ de pompe (cadence de répétition : $f_{rep} = 50 \text{ kHz}$, durée d’impulsion : $t_p = 50 \text{ ns}$) avec une aire effective $A_{eff} = 908 \mu\text{m}^2$ pour trois valeurs d’atté-

⁴Pottage *et al.* [PBH⁺03] ont souligné la difficulté d’utiliser des matériaux à indice élevé (chalcogénures par exemple) pour le guidage par bande interdite photonique dans l’infrarouge moyen car la bande interdite est décalée vers la ligne d’air. Ces problèmes ne devraient pas apparaître avec l’utilisation du verre fluoré dont l’indice de réfraction est proche de celui de la silice pure.

nuation : 2 dB/m, 1 dB/m et 0.5 dB/m. D'après la Fig. 3.19 la conversion la plus efficace a lieu dans les premiers mètres de la fibre ; le calcul se limite donc à une longueur de 5 m. La modélisation est effectuée pour 10 bars de pression de méthane.

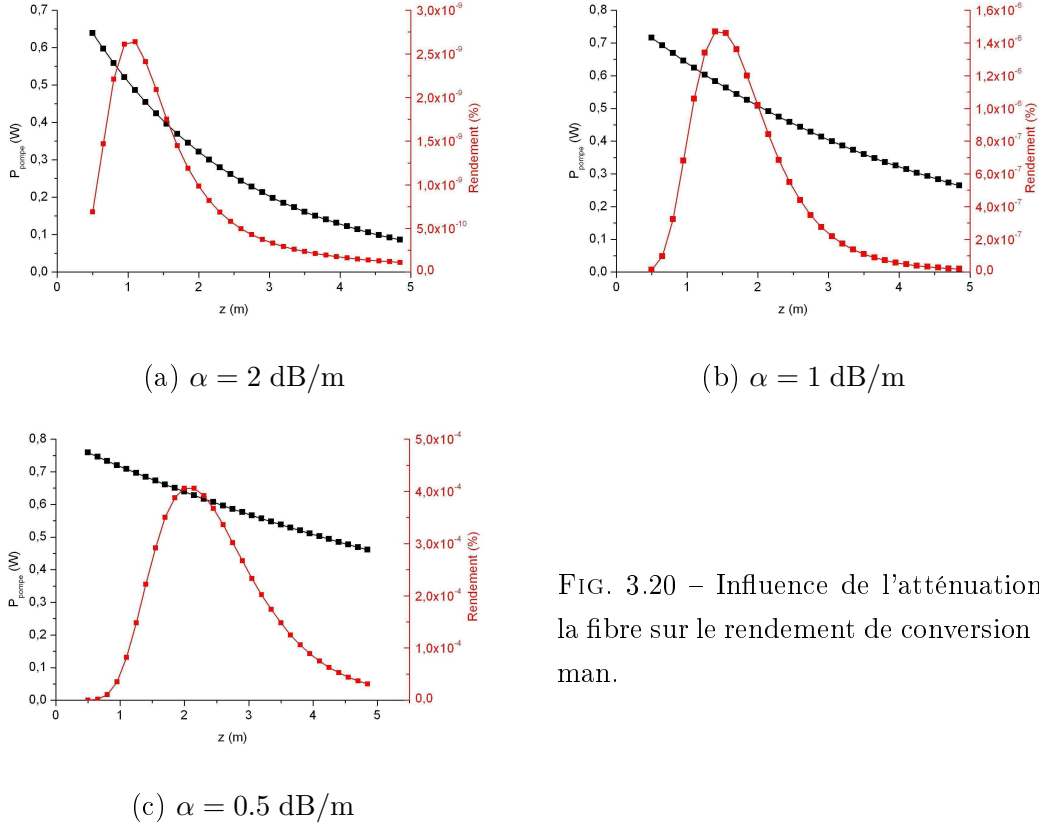


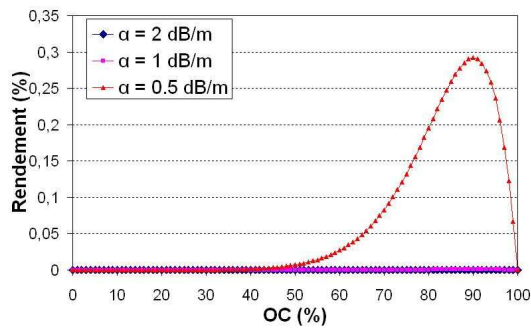
FIG. 3.20 – Influence de l'atténuation de la fibre sur le rendement de conversion Raman.

En considérant une aire effective $A_{eff} = 908 \mu\text{m}^2$, comme celle des HC-PCF fournies par Xlim, les rendements optique-optique obtenus ne sont pas mesurables, même lorsque l'atténuation est réduite à 0.5 dB/m. Ces faibles valeurs sont dues à la forte aire effective (trop faible densité de puissance déposée dans la fibre) ainsi qu'aux pertes d'injection à chaque aller-retour dans la cavité externe. Le paragraphe suivant décrit l'intérêt d'utiliser des miroirs à réseaux de Bragg pour éviter ce type de pertes.

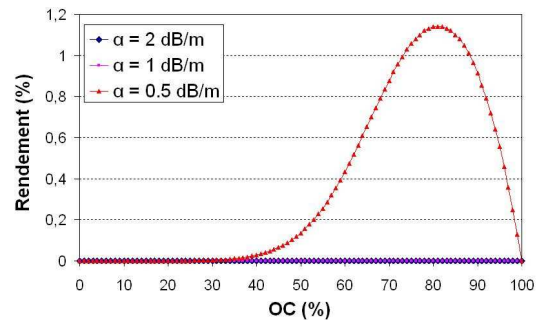
3.3.2.4 Utilisation de miroirs à réseaux de Bragg et diminution de l'aire effective de la fibre

Le problème d'une cavité à miroirs externes pour ce type de fibre est lié en grande partie aux pertes dues au rendement d'injection induisant de fortes baisses de puissance à la fois pour les

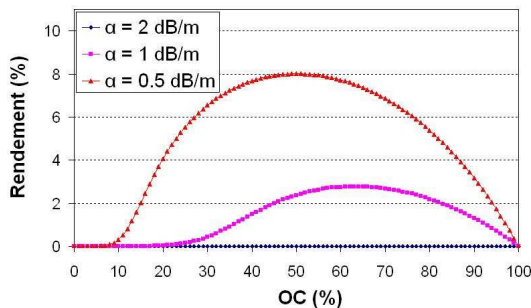
ondes de pompe et Stokes. Le rendement d'injection qui a servi à la simulation est de 80 %, cette valeur a été obtenue dans la fibre HC-PCF#1, cependant une valeur si élevée est très difficile à obtenir dans ces fibres à cause de leur ON très faible, i.e. inférieure à 0.05. Pour preuve, le rendement d'injection obtenu dans la fibre HC-PCF#2 n'a pas dépassé 20 %. La solution idéale serait de remplacer les miroirs externes par des réseaux de Bragg inscrits à chaque extrémité de la fibre creuse. Ils permettraient d'abaisser le seuil de conversion Raman et d'augmenter l'efficacité de conversion. Des études récentes [CBL07] ont montré qu'il est possible de convertir le rayonnement CW à 1064 nm du Nd:YAG vers 1135 nm en utilisant une HC-PCF remplie de 10 bars d'hydrogène : le seuil de conversion Raman passe de 2.25 W à 600 mW en ajoutant des réseaux de Bragg aux extrémités de la fibre creuse. Cela permet également de travailler avec des fibres plus courtes. Les graphes de la Fig. 3.21 sont issus de la modélisation et montrent l'évolution du rendement de conversion en fonction du coefficient de réflexion du coupleur de sortie (OC) pour l'onde Stokes, ainsi que l'influence de l'aire effective de la fibre. La puissance injectée est $\bar{P} = 4$ W (cadence de répétition : $f_{rep} = 50$ kHz, durée d'impulsion : $t_p = 50$ ns) dans une fibre de 1.25 m contenant 10 bars de méthane, avec une aire effective de 908 (a), 700 (b) et $500 \mu\text{m}^2$ (c) et, pour chaque graphe, trois valeurs d'atténuation différentes : $\alpha = 2$ dB/m, 1 dB/m et 0.5 dB/m.



(a) $A_{eff} = 908 \mu\text{m}^2$



(b) $A_{eff} = 700 \mu\text{m}^2$



(c) $A_{eff} = 500 \mu\text{m}^2$

FIG. 3.21 – Evolution du rendement de conversion en fonction du coupleur de sortie (OC) pour le premier ordre Stokes et de l'atténuation de la fibre, pour trois aires effectives différentes.

D'après la Fig. 3.21 une atténuation de 2 dB/m ne permet pas d'obtenir un rendement me-

surable, quelle que soit l'aire effective de la fibre.

Pour $A_{eff} = 908 \mu\text{m}^2$, aucun rendement de conversion mesurable ne peut être obtenu, en effet il atteint à peine 0.3 % pour une atténuation de 0.5 dB/m.

Avec une aire effective de $700 \mu\text{m}^2$, le coefficient de réflexion optimal est de 80 % pour une atténuation de 0.5 dB/m. Le rendement correspondant reste faible (i.e. environ 1.15 %).

Pour une aire effective de $700 \mu\text{m}^2$, le coefficient de réflexion optimal est d'environ 50 % pour une atténuation de 0.5 dB/m et de 65 % pour 1 dB/m. Les rendements de conversion correspondants sont 8 et 2.8 %, respectivement.

Quoi qu'il en soit, la réalisation de fibres creuses à aire effective réduite induirait une augmentation de l'atténuation. Il n'est pas possible de diminuer à la fois l'aire effective et l'atténuation des HC-PCF : en effet ces pertes qui ont pour origine la faible fraction de champ électromagnétique se propageant dans la gaine microstructurée ont une dépendance en $1/R^3$ (cf. § 3.1.5). La limite de la technologie actuelle permet de concevoir des fibres creuses dont l'atténuation minimale est de l'ordre de 0.3 à 1 dB/m à 1550 nm dans les HC-PCF large bande à structure Kagomé en proche infrarouge, pour des aires effectives du même ordre de grandeur que celle des HC-PC fournies par Xlim [CBL06]. Une alternative intéressante pourrait être l'utilisation d'un matériau à atténuation réduite aux longueurs d'onde de travail. Il serait judicieux de travailler avec des HC-PCF en verre fluoré (ZBLAN) ; en effet l'atténuation de ce matériau est inférieure à 1×10^{-5} dB/m à $2 \mu\text{m}$ et à 1 dB/m à $4 \mu\text{m}$.

3.3.2.5 Utilisation d'une PCF à anneaux de Bragg en verre fluoré

Des chercheurs de l'université de Jena (Photonics Group, Friedrich-Schiller-Universität Jena) ont calculé les paramètres d'une fibre creuse en verre fluoré qui permettrait de réaliser une conversion Raman efficace dans le méthane. Il s'agit d'une PCF à anneaux de Bragg, d'un diamètre de cœur de $20 \mu\text{m}$. Les atténuations calculées sont $\alpha_p = 0.0294$ dB/m pour la pompe et $\alpha_{S1} = 0.172$ dB/m pour le premier ordre Stokes. La structure de cette fibre (variation de l'indice de réfraction) est présentée Fig. 3.22 (a). La même cavité à miroirs externes que celle décrite page 143 est modélisée :

- puissance de pompe moyenne injectée : $\bar{P} = 4$ W ;
- rendement d'injection : $\eta_{inj} = 80$ % ;
- pression de méthane : $p = 10$ bars ;
- coupleur de sortie pour le premier ordre Stokes : $OC = 60$ %.

La longueur de fibre varie entre 0 et 5 m. Les résultats présentés Fig. 3.22 (b) sont encourageants.

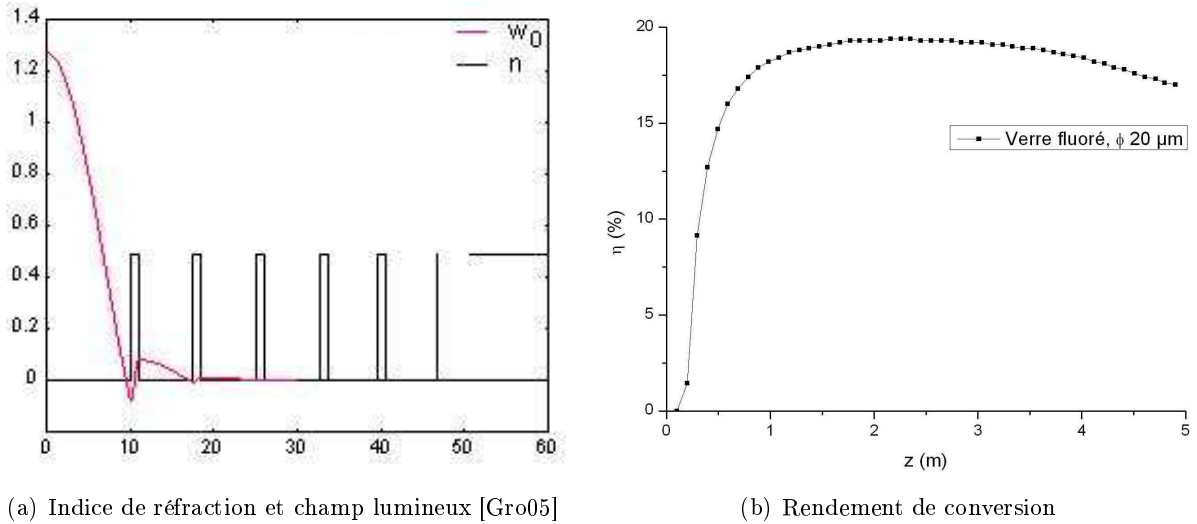


FIG. 3.22 – Utilisation d’une PCF en verre fluoré pour la conversion Raman en bande II : structure de la fibre (a) et rendement de conversion (b).

D’après la Fig. 3.22, un rendement de conversion maximal d’environ 20 % pourrait être obtenu sans utilisation de miroirs à réseaux de Bragg. La Fig. 3.23 compare l’évolution des puissances de pompe résiduelle et Stokes en sortie de fibre creuse en fonction de la longueur de fibre utilisée pour réaliser la cavité.

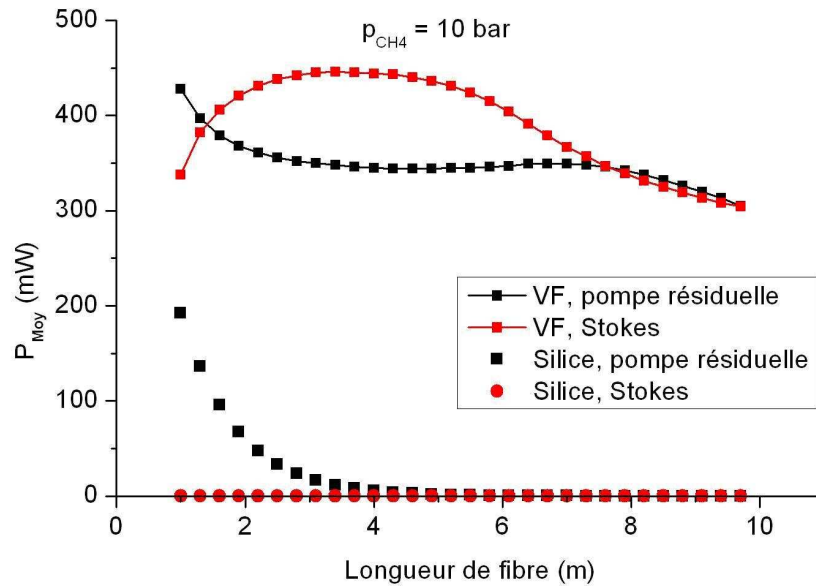


FIG. 3.23 – Comparaison entre HC-PCF en VF et HC-PCF en silice à structure Kagomé : puissances moyennes en sortie de fibre en fonction de la longueur de HC-PCF utilisée.

En utilisant une fibre en verre fluoré remplie de 10 bars de méthane, il serait possible d'obtenir environ 450 mW de puissance moyenne Stokes à $4.1 \mu\text{m}$ alors qu'avec une HC-PCF en silice soumise à la même pression, aucune onde Stokes ne peut être observée. Cette solution paraît intéressante à exploiter au cas où des fibres en silice à faible atténuation et à aire effective plus petite devaient se révéler trop problématiques à réaliser.

3.4 Travaux expérimentaux effectués en bande II

3.4.1 Réalisation du système de remplissage

La conversion Stokes dans un milieu Raman constitué par un gaz sous pression dans une fibre creuse amène un certain nombre de problèmes spécifiques :

- l'injection dans une fibre à ouverture numérique très faible, i.e. $ON \leq 0.05$;
- la microstructure ayant une section totale des trous plus élevée que celle du cœur, il est nécessaire de prévoir un système de remplissage qui garantisse une pression constante du gaz. Comme le remplissage des trous avec du méthane ne modifie pas l'indice de réfraction de l'air, les propriétés du guidage sont conservées ;
- l'évacuation de l'air dans le cœur et les trous requiert un temps assez long ;
- le positionnement des extrémités de fibre doit être très précis et n'admet aucune altération par suite du dénudage et/ou du clivage.

Le montage de remplissage de gaz comprend principalement à chaque extrémité de la fibre montée de façon étanche (jusqu'à des pressions de 2 à 6 bars au maximum) un réservoir sous pression. Par rapport aux expériences de génération Stokes avec l'hydrogène réalisées par Benabid [BKAR02], il faut prendre en considération les différences suivantes :

- la conversion Stokes dans l'hydrogène ne nécessite pas des pressions élevées, typiquement 2 à 3 atm, à cause de sa largeur de raie très faible (0.0083 cm^{-1} pour H_2 à comparer à environ 1 cm^{-1} pour CH_4 à 2.5 atm) ;
- à cause des faibles masse et taille de H_2 , le phénomène de diffusion de ce gaz à travers la silice devient un facteur déterminant pour réaliser une cellule ayant une durée de vie acceptable. Cet effet est quasiment inexistant avec CH_4 .

Une autre technologie, dite « tout-fibre », développée depuis 2005 par Benabid [BCK⁺05] et ayant fait l'objet d'un dépôt de brevet en 2006 [Ben06a] est très séduisante. A la place des fenêtres aux extrémités, il propose de souder des fibres pleines monomodes, permettant de rendre la cellule étanche (HC-PCF à parois de silice). Cependant pour des longueurs d'onde situées au-delà de $2.2 \mu\text{m}$ cette technique n'est pas réalisable à cause de la forte absorption de la silice à cette longueur d'onde. Si, par contre, il devait s'avérer que le guidage dans la fibre creuse en silice possède trop de pertes par absorption, il serait possible de réaliser la microstructure en verre fluoré, pour lequel les épissures (soudures) sont également possibles, ainsi que l'inscription de miroirs de cavité à réseaux de Bragg.

Pour la conception du système de remplissage, il était nécessaire de tenir compte de certaines contraintes de sécurité et d'encombrement :

- le CH_4 devient inflammable lorsqu'il est mélangé à l'air (gaz combustible) et il ne faut pas l'inhaler. De plus, de manière à obtenir une efficacité de conversion maximale dans le méthane (pas de mélange gazeux), il est nécessaire de disposer d'un système à étanchéité parfaite ;
- la militarisation du système demande un encombrement minimal, pour la source de pompe et la cuve pressurisée ;
- le cœur creux de la fibre doit être entièrement rempli de gaz : pour cela il faut utiliser un système de remplissage par convection forcée ;
- le couplage du laser de pompe dans la cuve pressurisée doit être optimal et rester bien aligné malgré les vibrations : la fibre doit être bien fixée dans son support ;
- le système doit pouvoir supporter quelques bars de pression.

Une première version de la cellule destinée à remplir et à maintenir les HC-PCF sous pression de CH_4 a été réalisée. La Fig. 3.24 présente le système réalisé, constitué d'un réservoir d'entrée, d'un réservoir de sortie et d'une partie intermédiaire.

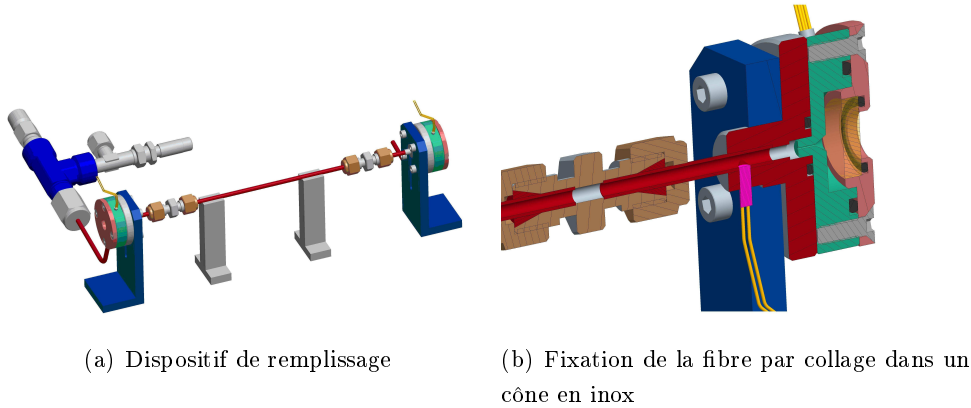


FIG. 3.24 – Schéma du premier système de remplissage réalisé et dispositif de fixation de la HC-PCF par collage.

- les éléments spécifiques de la chambre d'entrée (à droite sur la figure) sont : un tube en inox relié à la bouteille de CH_4 , une fenêtre en YAG (transparente en bandes I et II, non traitée, épaisseur 3 mm), transparente aux longueurs d'onde de travail (pompe et Stokes) et un capteur de pression Kulite ;
- la chambre de sortie comporte également un capteur de pression Kulite et une fenêtre transparente en YAG. Elle est reliée, via un tube en inox, à un té muni d'une vanne micrométrique de manière à régler finement la pression à l'intérieur du système. L'autre sortie du té est une vanne qui permet de contrôler la pression du gaz ;
- Le tube intermédiaire (diamètre 3 mm) est relié à chacun des réservoirs par un raccord double en inox. Ce montage permet de faire varier la longueur de la fibre en changeant le tube en inox intermédiaire. L'encombrement peut être réduit en enroulant le tube métallique avec la fibre, à condition que l'atténuation n'augmente pas avec la courbure.

La Fig. 3.25 est une photographie du système réalisé. Les optiques d'injection et de focalisation se trouvent à l'extérieur de la cellule. Les deux capteurs de pression absolue Kulite sont collés dans chaque réservoir, de manière à contrôler la pression à l'intérieur de la cellule et l'équilibre de pression entre les deux réservoirs. De manière à s'assurer que le gaz remplisse bien la fibre, celle-ci est collée dans son support, du côté de l'injection du gaz.

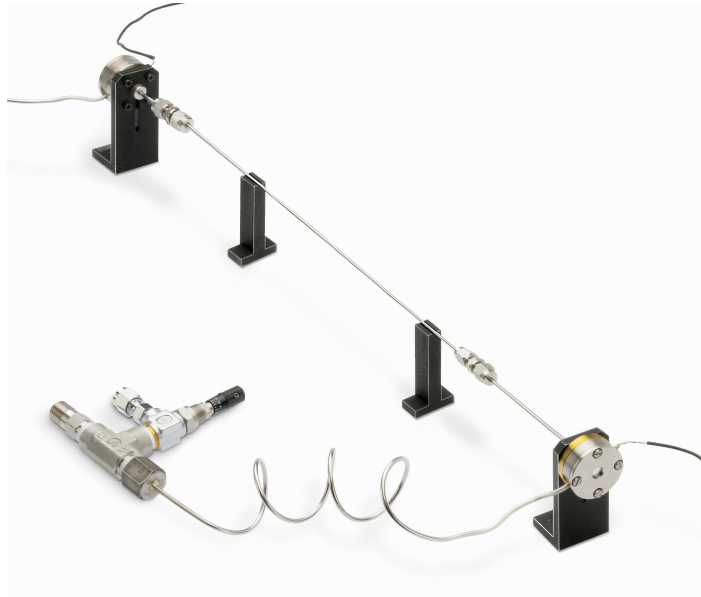


FIG. 3.25 – Première réalisation de cellule pour le remplissage des HC-PCF.

Après collage des capteurs de pression, l'étanchéité du système a été testée avec de l'azote pour une pression allant de 1 à 6,4 bars. Les capteurs de pression n° 768 et 94, reliés à leurs amplificateurs respectifs (M) et (D) et leurs alimentations de 10 V fournissent un signal V en mV et permettent de connaître la pression $P_{surpression}$ en bars :

- capteur 768 + ampli M : $V_{768} = 186 + 127 \times P_{surpression}$;
- capteur 94 + ampli D : $V_{94} = 132 + 128 \times P_{surpression}$.

Le dispositif de maintien de la fibre permet également d'assurer son remplissage en gaz (cf. Fig. 3.24 (b)). Le seul moyen pour le gaz de rejoindre le deuxième réservoir est de traverser le cœur de la fibre, et ainsi celle-ci est remplie de gaz lorsque l'équilibre de pression (indiqué par les capteurs) est atteint.

Malgré sa robustesse, ce système présente un certain nombre d'inconvénients :

- le collage de la fibre creuse ne permet pas de changer facilement la fibre, en cas de détérioration d'une extrémité par la puissance de pompe. Il arrive souvent lors du réglage de l'injection ou dans le cas d'application d'une forte puissance lumineuse que la face d'entrée de la fibre soit endommagée. Il est alors nécessaire de la cliver à nouveau. Or la fibre d'un diamètre extérieur de $300 \mu\text{m}$, solidaire du cône, est très difficile à extraire du système. De plus, il est préférable d'éviter les interactions entre le méthane, la colle

- et la forte puissance lumineuse appliquée sur la face d’entrée de la fibre (environnement inflammable) ;
- le réglage de l’injection de la pompe est problématique car le système doit être bridé sur la table d’essais et que l’extrémité de la fibre est fixe. La disposition des lentilles de focalisation et de collimation est également très délicate ;
- le tube en inox intermédiaire, malgré sa relative flexibilité, réduit la compacité du système.

Au vu de ces contraintes, il a été décidé de faire évoluer le système de remplissage. La nouvelle version s’appuie sur les travaux de Benabid [BKAR02, Ben06a], qui utilise depuis 2002 des réservoirs à gaz pour le remplissage des HC-PCF. Les modifications apportées pallient les difficultés obtenues dans la première version de la cellule :

- la fibre creuse n’est plus maintenue dans le réservoir par collage, mais par un système d’écrasement de joint, assurant également le remplissage de la fibre par convection forcée du gaz (cf Fig. 3.26) ;



(a) Vue en coupe d'un réservoir et du dispositif de maintien de la fibre.

(b) Disposition des pièces utilisées pour le maintien de la fibre.

FIG. 3.26 – Dispositif de maintien de la fibre dans la cellule par presse-étoupe.

- chaque réservoir est positionnable grâce à un système de microdéplacements à trois axes, de manière à optimiser l’injection après passage de la pompe au travers de la lentille. La face d’entrée de la fibre peut ainsi être déplacée dans les trois directions x , y , z comme c’est le cas pour une fibre classique ;
- le tube intermédiaire a été enlevé, conférant ainsi une meilleure compacité au système.

Le fait de supprimer le tube en inox n'induit aucun risque de rupture de la fibre, en effet l'équipe de Benabid a déjà appliqué des pressions de plusieurs dizaines de bars dans des HC-PCF sans dommage. La limitation principale est celle de la résistance à la pression des fenêtres des réservoirs. Les fenêtres en YAG utilisées dans cette étude ont une épaisseur de 3 mm environ et une surface utile de 42 mm². Le schéma de cette cellule est présenté Fig. 3.27.

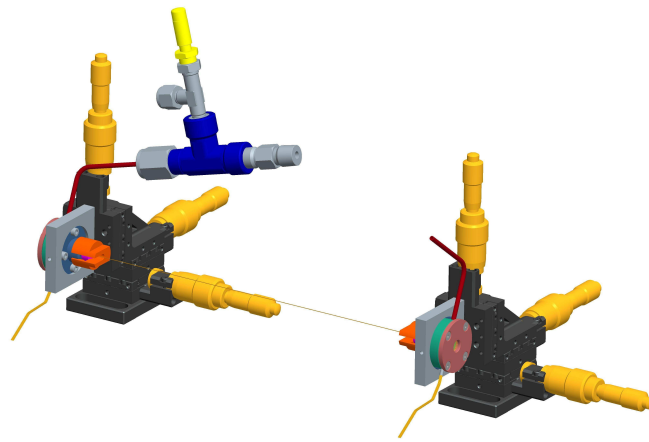


FIG. 3.27 – Plan de la deuxième cellule conçue pour le remplissage des HC-PCF.

Le système a été placé sur la table d'expérimentation sur laquelle la source de pompe à fibre Tm:silice a été montée. La fibre creuse utilisée pour ce montage est la fibre HC-PCF#2 (longueur : 60 cm environ). La Fig. 3.28 est une photographie du montage expérimental complet, la Fig. 3.29 représente une cellule dans laquelle la fibre HC-PCF#2 a été placée.

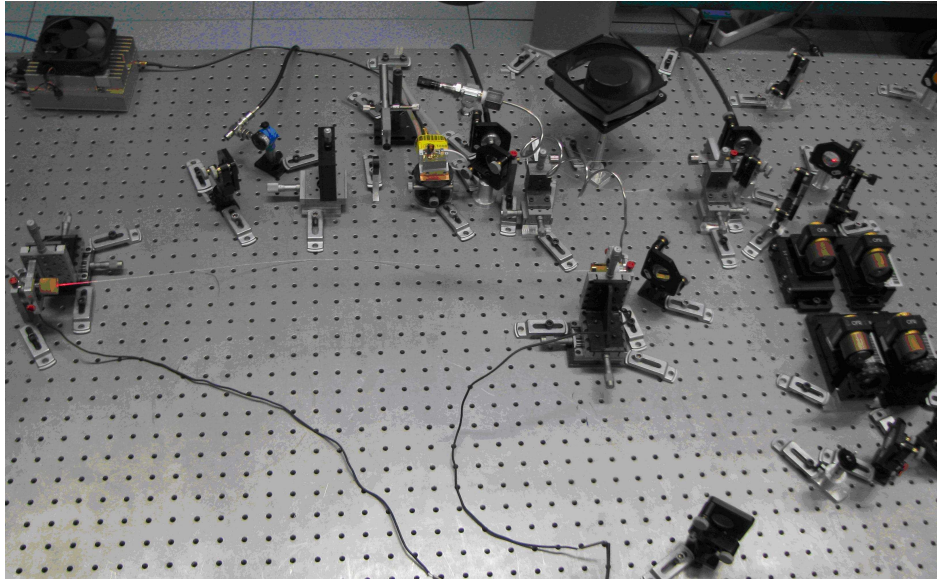


FIG. 3.28 – Photographie du dispositif expérimental (laser de pompe Tm:silice, double isolation optique, dispositif de remplissage).

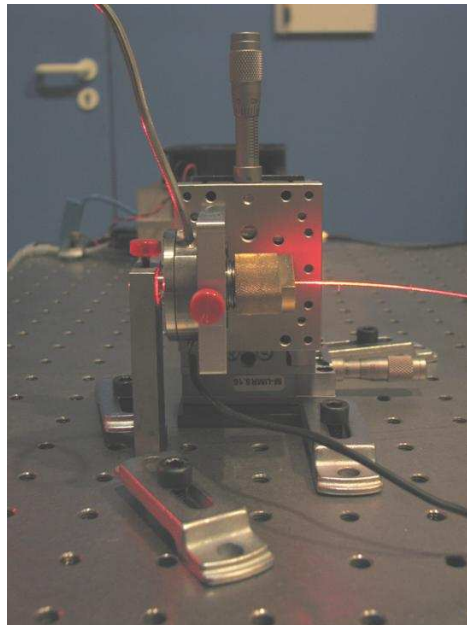


FIG. 3.29 – Photographie de la cellule de remplissage recevant l'extrémité de la fibre, visible grâce à l'injection d'un faisceau laser He-Ne.

Pour vérifier que la fibre creuse est restée intacte et de manière à prérégler l'injection de la pompe, l'émission d'un laser He-Ne est injectée dans la fibre HC-PCF#2 par la sortie du système. La cellule et la fibre ont ensuite été remplies et testées jusqu'à 6 bars de pression de méthane. L'étanchéité peut être totalement assurée par un serrage approprié du joint.

3.4.2 Caractérisation des fibres creuses

La caractérisation des deux fibres fournies par Xlim devait également être effectuée afin d'évaluer la possibilité de conversion Raman dans le méthane pour atteindre la bande II. Xlim a mis à disposition de l'ISL deux HC-PCF à structure Kagomé ayant les mêmes caractéristiques géométriques : diamètre de cœur de $50 \mu\text{m}$, aire effective de $900 \mu\text{m}^2$ environ, ouverture numérique de 0.05. Elles diffèrent par leur atténuation (20 dB/m à $2 \mu\text{m}$ pour HC-PCF#1 et 5 dB/m à $2 \mu\text{m}$ pour HC-PCF#2). La structure de la deuxième fibre creuse HC-PCF#2 est présentée sur la Fig. 3.30 (a) et (b).

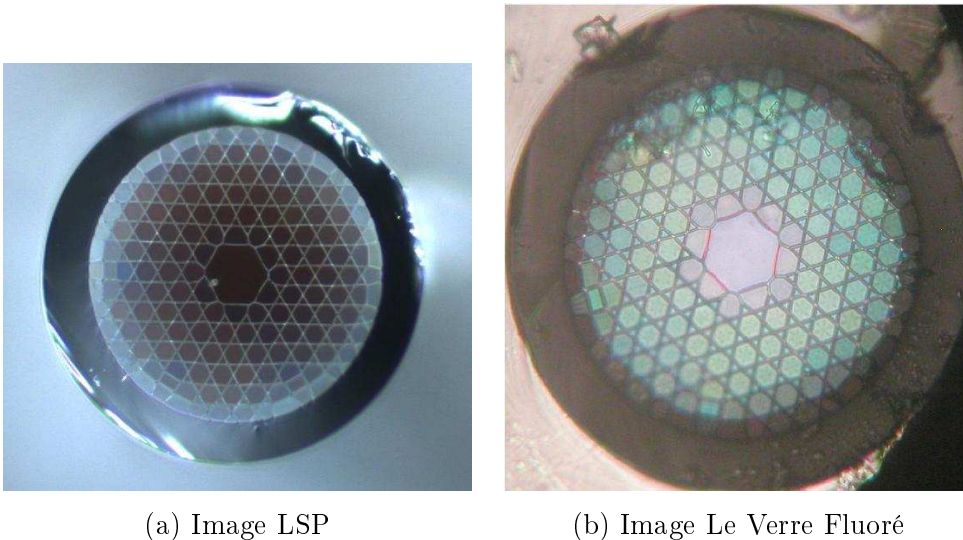


FIG. 3.30 – Coupe d'une fibre à structure Kagomé HC-PCF#2 (Images Le verre fluoré et Laboratoire des Systèmes Photoniques).

3.4.2.1 Mesures d'atténuation

Théoriquement, les deux fibres diffèrent uniquement par leur valeur d'atténuation. Entre 1.85 et 2.1 μm , le méthane transmet très bien la lumière si la longueur d'onde de pompe est bien choisie (cf. Fig. 3.17 et 3.18). L'atténuation du système « fibre + gaz » se limite donc à l'atténuation du guide ; il a donc fallu évaluer la transmission des fibres creuses à la longueur d'onde de pompe.

- Atténuation de la fibre creuse HC-PCF#1 à la longueur d'onde de pompe

Des mesures d'atténuation par cut-back ont été effectuées pour la première fibre réceptionnée, HC-PCF#1. Celle-ci avait été estimée par Xlim à 20 dB/m pour la longueur d'onde de pompe. Deux lentilles asphériques d'ouverture numérique $ON = 0.3$ et de focale 11 mm, traitées anti-reflets entre 1.8 et 2.3 μm , sont utilisées pour injecter la pompe dans la fibre creuse et pour collimater le faisceau de sortie. Il s'agit de déterminer α_p sans connaître le rendement d'injection : pour une puissance moyenne d'entrée P_E donnée, la puissance de sortie P_{S1} est mesurée pour une longueur de fibre $L_1 = 30$ cm (transmission de la fibre T_{f1}). Ensuite la fibre est coupée à une longueur $L_2 = 4$ cm (transmission de la fibre T_{f2}) et la puissance de sortie correspondante P_{S2} est mesurée. Le rendement d'injection η_{inj} est ensuite calculé de la façon suivante

$$\eta_{inj} = \frac{P_{S1}}{P_E T_{f1}} = \frac{P_{S2}}{P_E T_{f2}} \Rightarrow \frac{T_{f1}}{T_{f2}} = \frac{P_{S1}}{P_{S2}}, \quad (3.44)$$

la transmission de la fibre est donnée par

$$T_{fi} = e^{-\alpha_p L_i}, \quad i = 1, 2 \Rightarrow \frac{T_{f1}}{T_{f2}} = e^{-\alpha_p (L_1 - L_2)}. \quad (3.45)$$

Finalement l'atténuation α_p est

$$\alpha_p = \frac{1}{L_2 - L_1} \ln \frac{P_{S1}}{P_{S2}}. \quad (3.46)$$

Pour ces mesures, la longueur d'onde de pompe est $\lambda_p = 1.96 \mu\text{m}$. Les valeurs expérimentales relevées sont : $P_E = 850$ mW, $P_{S1} = 31$ mW, $P_{S2} = 107$ mW, ce qui correspond à une atténuation $\alpha_p = 21$ dB/m. Cette valeur est cohérente avec celle estimée par Xlim, i.e. environ 20 dB/m, cependant d'après les travaux de modélisation elle est beaucoup trop élevée pour convertir de façon efficace la pompe dans le méthane.

- Atténuation de la fibre creuse HC-PCF#2 entre 1 et 4 μm

L'ISL ne disposant pas d'un équipement permettant de caractériser les fibres en moyen infrarouge, une mesure d'atténuation de la deuxième fibre HC-PCF#2 a été effectuée par la société Le Verre Fluoré (caractérisation jusqu'à 4 μm). Les résultats de cette mesure sont présentés Fig. 3.31.

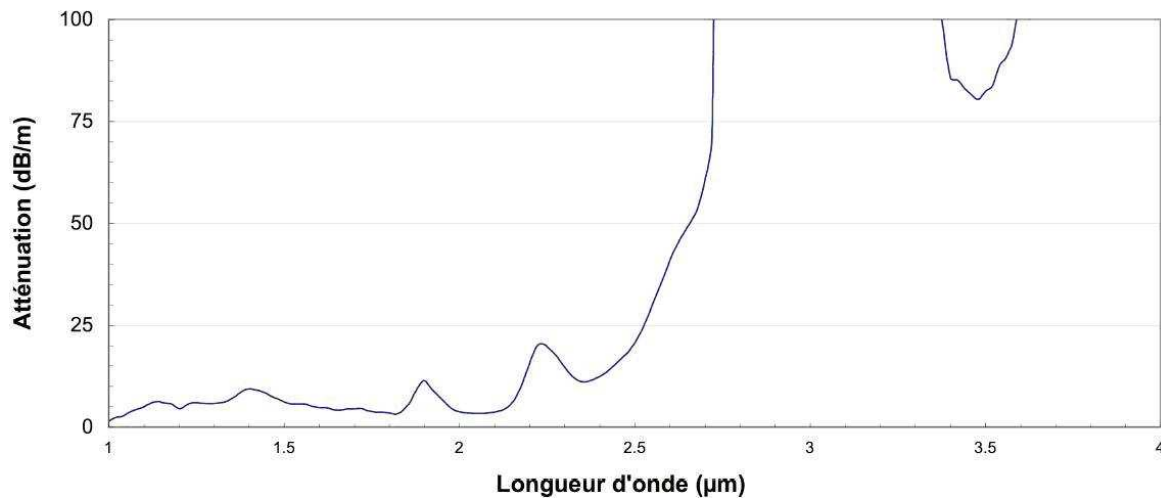


FIG. 3.31 – Atténuation de la fibre à structure Kagomé HC-PCF#2 (mesure par cut-back).

Cette fibre est moins atténuante que la première à la longueur d'onde de pompe (inférieure à 5 dB/m pour HC-PCF#2 contre 20 dB/m environ pour HC-PCF#1). Les valeurs d'atténuation de HC-PCF#2 au-dessus de 2,5 μm sont supérieures à 100 dB/m, avec un creux d'atténuation vers 3,5 μm qui reste élevé, i.e. de l'ordre de 80 dB/m. Cette forte augmentation de l'atténuation est due à la présence de radicaux OH dans la silice qui absorbent très fortement. Par conséquent, même si l'atténuation de cette fibre a été considérablement réduite pour la longueur d'onde de pompe, elle reste trop importante vers 4 μm . Un faisceau Stokes généré par conversion Raman serait immédiatement absorbé dans la microstructure, cette fibre ne peut donc pas être utilisée pour observer une conversion Raman efficace en bande II.

3.4.2.2 Profil spatial et rendement d'injection

– Première fibre fournie : HC-PCF#1

Des essais d'injection ont été effectués dans la fibre à structure Kagomé HCPCF#1. Le profil spatial du faisceau est présenté Fig. 3.32.

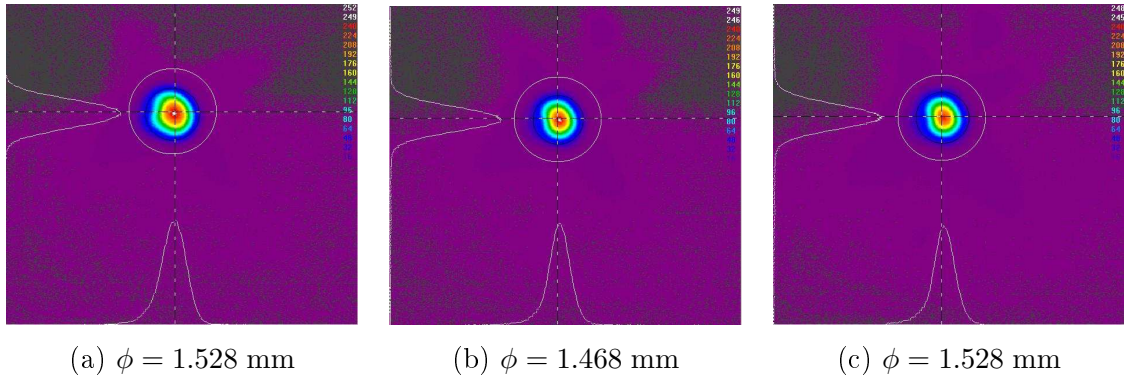


FIG. 3.32 – Trois exemples de profil spatial du faisceau de pompe à $1.96 \mu\text{m}$ relevés en sortie de fibre Kagomé HCPCF#1.

Après collimation, le diamètre moyen du faisceau est d'environ 1.5 mm, la propagation se fait suivant le mode fondamental. Pour ces mesures du rendement d'injection, l'atténuation à la longueur d'onde de pompe est de 21 dB/m. Les puissances moyennes en entrée et en sortie d'un tronçon de fibre de longueur L_{fibre} sont mesurées, et η_{inj} est calculé d'après l'équation

$$\eta = \frac{P_S}{P_E e^{-\alpha L_{fibre}}}. \quad (3.47)$$

Le Tab. 3.2 récapitule les résultats obtenus pour différents calculs d'injection.

L_{fibre} (m)	P_E (mW)	P_S (mW)	η_{inj} (%)
0.155	190	70	78
0.155	425	170	85
0.155	790	332	89
0.155	710	280	84
0.155	773	297	82
0.215	260	66	72
0.200	595	177	78
0.200	729	216	78
0.200	930	310	88

TAB. 3.2 – Mesure du rendement d'injection du faisceau de pompe à $1.96 \mu\text{m}$ dans la fibre HC-PCF#1.

D'après ces essais, le rendement d'injection moyen est estimé à 81 % en considérant une atténuation de 21 dB/m. Cette valeur est élevée au vu de l'ouverture numérique faible de la fibre, i.e. 0.05 (valeur communiquée par Xlim).

– Deuxième fibre : HC-PCF#2

Des essais d'injection ont été effectués dans cette deuxième fibre, aux caractéristiques similaires à la première mise à part sa valeur théorique d'atténuation (5 dB/m environ contre 20 dB/m pour HC-PCF#1). Les mêmes lentilles d'injection et de collimation ont été utilisées. Malgré plusieurs essais avec différents tronçons de fibre clivés plusieurs fois et différentes optiques d'injection, il n'a pas été possible d'injecter efficacement le faisceau de pompe dans le mode fondamental de cette fibre. Le profil spatial collimaté est présenté Fig. 3.33. Les dimensions du faisceau collimaté sont 1.06 mm en x et 1.14 mm en y.

La propagation du champ lumineux se fait principalement dans le cœur, cependant une fraction du champ se propage également dans la microstructure. Comme cela avait été prévu par la théorie (cf. § 3.2.3), le facteur $V_{PCF} > \pi$ de HCPCF#2 à $2 \mu\text{m}$ ne permet pas une propagation monomode du faisceau de pompe. Par conséquent malgré des caractéristiques similaires à celles de la fibre HC-PCF#1, il y a un défaut de guidage dans HC-PCF#2. En considérant une atténuation de 5 dB/m à la longueur d'onde de pompe, le rendement d'injection a été évalué à seulement 20%.

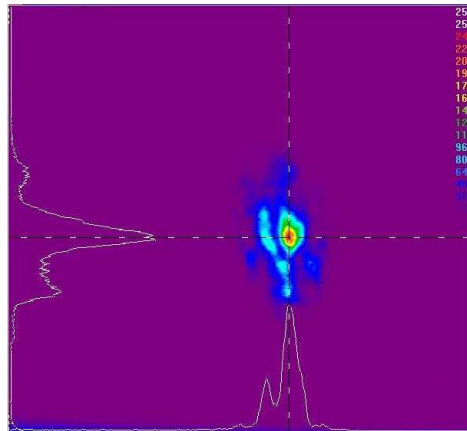


FIG. 3.33 – Profil spatial du faisceau de pompe collimaté à $1.98 \mu\text{m}$ relevé en sortie de fibre HC-PCF#2.

3.4.2.3 Tenue au flux des HC-PCF

Pour étudier la tenue au flux de la fibre HC-PCF#1, plus de 4 W moyens de pompe à $1.96 \mu\text{m}$ (maximum de puissance disponible) ont été injectés dans cette fibre, avec des impulsions de 40 ns à 50 kHz, i.e. 1900 W de puissance crête, sans l'endommager.

3.4.2.4 Remplissage de la fibre HC-PCF#2 avec du méthane

Pour examiner la propagation du champ en fonction de la pression, le profil spatial du faisceau de pompe a été relevé pour différentes pressions de méthane appliquées dans la fibre HC-PCF#2. Les résultats sont présentés Fig. 3.34.

On a constaté que la propagation du champ se fait de manière identique, quelle que soit la pression appliquée, l'absorption du gaz n'a pas d'influence sur la transmission du faisceau de pompe dans la fibre creuse.

3.4.2.5 Durée de vie des fibres creuses remplies avec CH_4 sous pression

Le système utilisé pour le remplissage des fibres creuses (cellule sous pression) ne permet pas d'estimer la durée de vie d'une fibre remplie de méthane. En effet le réservoir à gaz est suffisamment grand pour que les éventuelles fuites hors de la fibre creuse soient comblées par le gaz contenu dans les réservoirs. Certaines cellules à gaz fabriquées dans le département

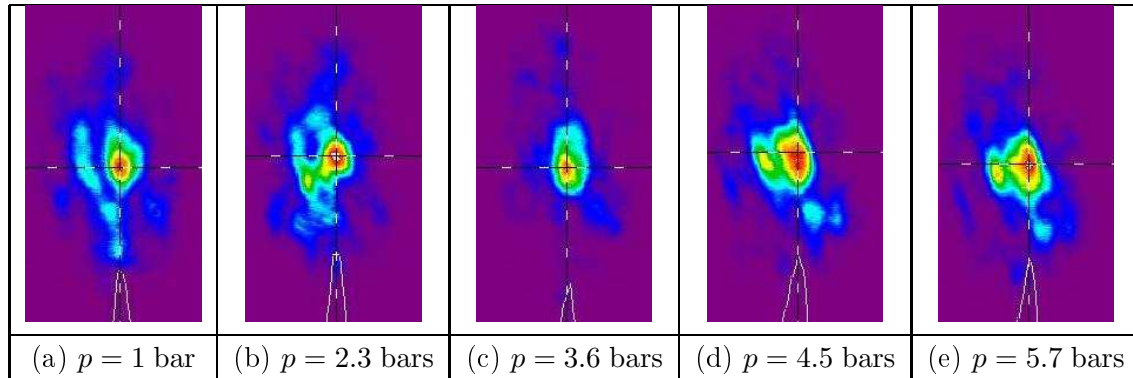


FIG. 3.34 – Propagation de la pompe dans HC-PCF#2 en fonction de la pression de méthane appliquée dans le système.

de physique de l'université de Bath (Royaume-Uni) sont extrêmement compactes car elles sont constituées d'une fibre creuse remplie de gaz, soudée à chacune de ses extrémités à une fibre monomode à cœur de silice. Une étude publiée en mars 2005 avec des HC-PCF remplies d'hydrogène montre que si la soudure est bien effectuée, la seule possibilité de fuite du gaz est la porosité de la silice (par diffusion et/ou adsorption) aux molécules d'hydrogène (loi de Fick). Une étude effectuée durant un mois montre une pression constante du gaz dans les fibres pendant toute cette période. L'estimation de la fuite de gaz a été évaluée à environ 0.001 mol/an pour une pression de remplissage de 6 bars [BCK⁺05]. Dans le cas du méthane cette durée de vie est certainement supérieure (de l'ordre d'une année), car la masse de la molécule de méthane (un atome de carbone, quatre atomes d'hydrogène) est plus grande que celle de l'hydrogène (deux atomes d'hydrogène); les mécanismes de diffusion lacunaire ou interstitielle sont donc moins nombreux. Dans le cas du deutérium par contre, la durée de vie des cellules est certainement proche de celles des fibres remplies d'hydrogène (structure atomique similaire).

Ces travaux de caractérisation, appuyés par la modélisation numérique (cf. § 3.3), montrent que l'atténuation actuelle des HC-PCF réalisées en silice à structure de Kagomé (de 2 à 5 dB/m entre 1 et 2 μm et supérieure à 100 dB/m à 4 μm) ne permet pas d'obtenir une conversion Raman dans ces fibres remplies de méthane. Il serait intéressant d'étudier des HC-PCF à anneaux de Bragg en verre fluoré, matériau plus approprié pour l'infrarouge (cf. travaux de modélisation, page 147). Récemment Xlim a réalisé une nouvelle HC-PCF à motif de Kagomé dont le cœur central a été constitué en enlevant une seule cellule au centre de la préforme au lieu de sept (fibre « one-cell »). Cette opération a permis de diviser l'aire effective du mode de propagation par deux. Malgré cela les pertes de propagation restent élevées.

Conclusion du chapitre III

Dans ce chapitre la faisabilité d'un convertisseur Raman pour le moyen infrarouge, émettant en particulier dans la bande II entre 4 et 5 μm , a été étudiée. L'application visée est la contre-mesure optronique par brouillage des autodirecteurs de nouvelle génération.

Par rapport aux sources infrarouges classiques comme les OPO ou celles plus récentes en cours de développement (génération de supercontinuum dans une fibre non-linéaire ou diodes à cascade quantique), la conversion Raman dans les fibres optiques amène des avantages certains :

- elle ne nécessite pas de faisceau de pompe polarisé ;
- la qualité de faisceau en sortie de fibre peut être excellente ;
- le système fibré est compact et ne nécessite aucun refroidissement particulier.

La source de pompe utilisée dans cette étude est un laser à fibre silice dopée thulium, accordable autour de 1.9 μm et ayant une excellente qualité de faisceau, i.e. $M^2 \approx 1.1$. La conversion Raman se fait dans le méthane car sa fréquence de vibration, i.e. $\nu_R = 2915 \text{ cm}^{-1}$ permet, à partir d'une pompe dont la longueur d'onde varie autour de 1.9 μm , de générer un faisceau Stokes entre 4.1 et 4.8 μm . Afin de profiter d'une grande longueur d'interaction pour la conversion Raman et d'obtenir une bonne qualité de faisceau, le processus non-linéaire a lieu dans une fibre creuse à cristaux photoniques remplie de méthane. Le guidage par bande interdite photonique de ces fibres permet de confiner le faisceau de pompe dans le cœur creux, en limitant la fraction du champ lumineux se propageant dans la gaine microstructurée. L'architecture proposée est présentée ci-dessous (Fig. 3.35).

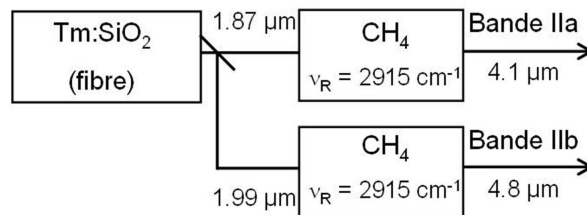


FIG. 3.35 – Architecture basée sur la conversion Raman permettant d'atteindre les parties basse (4.1 μm) et haute (4.8 μm) de la bande II.

Les fibres creuses à cristaux photoniques utilisées ont été réalisées à l'institut de recherches Xlim de Limoges. En-dehors de l'étude de la propagation du champ électromagnétique dans les

fibres à cristaux photoniques, le bilan des travaux effectués s'articule autour de trois points : la modélisation de la conversion Raman dans les fibres optiques remplies de gaz, l'étude et la conception du système de remplissage des fibres creuses et les travaux de caractérisation de ces fibres.

- **Travaux de modélisation.** En raison de la faible largeur de raie du méthane, la simulation numérique de la conversion Raman a été simplifiée par rapport à celle décrite au Chapitre II pour laquelle le calcul était effectué dans une fibre en silice dopée au GeO_2 (pas de calcul spectral). Il résulte de ces travaux de modélisation qu'en raison de la forte aire effective ainsi que de l'atténuation de la silice, la densité de puissance de pompe disponible ne permet pas de générer une onde Stokes en bande II.
- **Réalisation du système de remplissage.** Les fibres creuses peuvent être remplies de gaz grâce à un système de remplissage par convection forcée. Chaque extrémité de la fibre creuse est maintenue de façon étanche dans un réservoir muni d'un capteur de pression et d'une fenêtre en YAG permettant d'injecter le faisceau de pompage dans la fibre. Ce système complet a permis d'injecter le faisceau de pompe dans une fibre creuse à cristaux photoniques remplie de 6 bars de méthane.
- **Caractérisation des fibres creuses disponibles.** Des mesures d'atténuation et du rendement d'injection dans les fibres creuses ont été effectuées à la longueur d'onde de pompe. L'ISL ne disposant pas d'un dispositif de caractérisation des fibres en moyen infrarouge, l'atténuation d'une fibre creuse a pu être mesurée jusqu'à $4 \mu\text{m}$ (en collaboration avec Le Verre Fluoré). Des mesures du profil spatial du faisceau de pompe en sortie de fibre creuse ont révélé que celles-ci n'étaient pas toutes monomodes à la longueur d'onde de pompage. Des tests de tenue au flux ont également été effectués.

Comme le prévoyait la modélisation, la forte atténuation et la grande aire effective des fibres creuses ne permet pas de générer un faisceau Stokes en bande II. Toutefois, le dispositif réalisé (source de pompe à fibre + dispositif de remplissage) est prêt à fonctionner dès qu'une fibre à faible atténuation et à aire effective réduite sera disponible. A ce jour, le problème principal dans la réalisation des fibres creuses à cristaux photoniques réside dans la forte atténuation de la silice en bande II, même si la plus grande partie du champ se propage dans le cœur creux. Une étude récente réalisée par des chercheurs de l'université de Jena (Allemagne) [Gro05] montre qu'il serait préférable de passer à des fibres en verre fluoré, matériau moins atténuant à ces longueurs d'onde. Le choix de la silice comme matériau pour les fibres creuses à cris-

taux photoniques avait été pris en compte car il avait été estimé que seule une infime partie du champ était en interaction avec la microstructure. La valeur d'atténuation supérieure à 100 dB/m, due principalement à l'absorption des radicaux OH dans la silice, montre que le passage au travers de la microstructure provoque une atténuation considérable. Quelle que soit la microstructure utilisée (Kagomé ou à anneaux de Bragg), la baisse de l'atténuation viendra principalement du changement de matériau (le verre fluoré est transparent jusqu'à 4.8 μm). La simulation numérique et l'absorption réduite du verre fluoré (inférieure au dB/m) devraient permettre de réaliser un convertisseur Raman en bande II.

Malgré les difficultés actuelles pour réaliser les fibres creuses à cristaux photoniques pour la bande II, l'intérêt pour les sources fibrées dans les applications de contre-mesures optroniques reste entier. Les sources de pompage fibrées émettant à haute cadence ont déjà fait leur preuve, en particulier les lasers à fibre silice dopée thulium. Pour la bande II, les développements des fibres creuses remplies de gaz pour des convertisseurs Raman ou des lasers à gaz à pompage optique se poursuivent : aux Etats-Unis, des études ont été lancées en 2008 sur les lasers à fibre remplies de gaz, à pompage optique, capables d'émettre dans le domaine spectral à sécurité oculaire [Off08].

Conclusion

L'objectif de ces travaux de thèse était d'étudier la faisabilité d'une source impulsionnelle émettant en bandes I et II, basée uniquement sur des convertisseurs Raman pompés par la même source laser. L'utilisation de sources laser à fibre optique permet d'obtenir des faisceaux dont le profil spatial est proche de la limite de diffraction. Ainsi dans l'optique de disposer d'une source compacte, émettant un rayonnement dont le profil spatial est d'excellente qualité, nous avons choisi de mettre en œuvre des convertisseurs Raman à fibres. L'originalité de cette étude réside dans la combinaison d'une source de pompe impulsionnelle à fibre en silice dopée thulium, associée à des convertisseurs non-linéaires à fibres optiques. Le laser de pompe délivre des impulsions gaussiennes de quelques dizaines de nanosecondes à des cadences de répétition qui varient entre 30 et 90 kHz. L'architecture que nous avons étudiée est représentée Fig. 3.36.

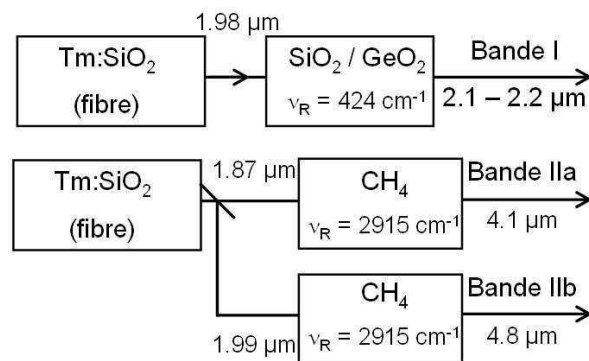


FIG. 3.36 – Architecture basée sur des convertisseurs Raman permettant d'atteindre la bande I entre 2.1 et 2.2 μm et la bande II entre 4 et 5 μm à partir de la même source de pompe impulsionnelle à fibre silice dopée thulium.

- Dans la première partie de ce mémoire nous avons rappelé les principes fondamentaux de la diffusion Raman stimulée et leur application à la conversion Raman dans les fibres

- optiques.
- Le chapitre II est consacré à la mise en œuvre d'un convertisseur émettant dans la bande I entre 2.1 et 2.2 μm . Nous avons utilisé une fibre en silice à cœur dopé au GeO_2 à 63 %, de manière à profiter du gain Raman élevé de ce matériau. Nous avons également développé une modélisation numérique spécifique, afin de comprendre le processus de diffusion Raman dans un convertisseur basé sur l'association d'une source de pompe impulsionnelle avec une fibre ayant une concentration élevée de GeO_2 dans le cœur (i.e. 63 %).
 - Dans le dernier chapitre, nous avons évalué la faisabilité d'un convertisseur Raman utilisant le méthane confiné dans le cœur creux d'une fibre à cristaux photoniques pour générer une émission Stokes de bonne qualité spatiale en bande II entre 4 et 5 μm .

L'accordabilité de la source de pompe sur plus de 100 nm et le décalage Raman de 425 cm^{-1} du milieu convertisseur à silice dopée GeO_2 permet de couvrir le domaine spectral [2.10–2.24] μm . Nous avons obtenu 500 mW de puissance moyenne Stokes à 2.16 μm , soit 130 W de puissance crête avec des durées d'impulsion de 60 ns à 60 kHz. Cela correspond à un rendement optique-optique de 23.5 %. Malgré l'utilisation d'une fibre optique multimode, le facteur de qualité du faisceau Stokes a été évalué à $M^2 \leq 1.20$. Cette qualité de faisceau est bien meilleure que celle de la plupart des sources laser opérant dans ce domaine de longueurs d'onde.

La modélisation numérique développée a pris en compte tous les paramètres significatifs : profils spectral et temporel de l'impulsion de pompe, courbes de gain Raman, de rétrodiffusion Rayleigh et d'absorption de la fibre Raman par exemple. L'étude de la propagation de l'impulsion de pompe dans la fibre Raman a permis d'obtenir les caractéristiques spatiales, temporelles et spectrales en sortie de fibre. Cette simulation a été validée grâce à des résultats disponibles dans la littérature. Les différences entre les résultats modélisés et mesurés indiquent que la courbe de gain Raman doit être parfaitement connue pour que la modélisation et l'expérience soient comparables.

Il paraît important de poursuivre ces travaux en mettant en œuvre des miroirs à réseaux de Bragg inscrits dans la fibre dopée au GeO_2 . Les travaux de modélisation ont montré la possibilité d'augmenter la compacité du système en travaillant avec des fibres plus courtes, permettant de générer des puissances Stokes comparables à celles obtenues avec 30 m de fibre en simple passage de pompe. Cela permettrait également de favoriser la propagation

monomode du faisceau Stokes. Cependant les miroirs à réseaux de Bragg caractérisés par une bande passante limitée à quelques nanomètres nous feraient perdre le caractère accordable de la source. En revanche cela pourrait être utile si l'on envisageait d'utiliser cette source pour pomper un OPO à GaAs dans le but d'atteindre la bande II.

La cellule permettant de remplir les fibres creuses avec du gaz sous pression a été réalisée : les fibres peuvent être remplies par plusieurs bars de pression de gaz, contrôlée en permanence grâce à des capteurs miniatures. Le système est modulaire et permet de travailler avec des fibres de différentes longueurs et de différents diamètres.

Nous n'avons pas pu disposer de fibres creuses à cristaux photoniques à atténuation réduite permettant de générer un rayonnement Stokes en bande II. Cependant le dispositif de remplissage réalisé a été validé en utilisant des fibres à structure Kagomé. Nous avons également caractérisé ces fibres à la longueur d'onde de pompe, notamment en termes de rendement d'injection et d'atténuation. Il ressort de ces travaux de caractérisation que les fibres creuses à structure Kagomé en silice, dans la limite de la technologie actuelle, ne permettent pas encore d'atteindre la bande II par conversion Raman d'une onde de pompe située vers $2 \mu\text{m}$. La modélisation numérique, adaptée à la conversion Raman dans les gaz, prévoit qu'avec des fibres à aire effective et atténuation appropriées pour les ondes de pompe et Stokes il serait possible d'obtenir un rayonnement Stokes au-dessus de $4 \mu\text{m}$.

Dès qu'une fibre creuse à cristaux photoniques et à faibles pertes permettant de guider un rayonnement en bande II sera disponible, on sera en mesure de générer un rayonnement en moyen infrarouge par conversion Raman. La poursuite de ces travaux nécessiterait :

- de déterminer la structure à cristaux photoniques adaptée. Trois types de structures peuvent convenir : la structure Kagomé, celle à anneaux de Bragg ou encore celle à structure hexagonale (« nid d'abeille »);
- de mettre en œuvre un matériau à atténuation réduite. D'après cette étude, alors que la fraction du champ électromagnétique qui se propage dans la microstructure est réduite (quelques %), la silice ne semble pas convenir pour guider un rayonnement dans l'infrarouge moyen. Une avancée considérable devrait être apportée par l'utilisation de fibres creuses à cristaux photoniques en verre fluoré.

Bibliographie

- [ABB⁺06] G. Antonopoulos, F. Benabid, T.A. Birks, D.M. Bird, J.C. Knight, and P.St.J. Russell. Experimental demonstration of the frequency shift of bandgaps in photonic crystal fibers due to refractive index scaling. *Optics Express*, 14(7) :3000–3006, 2006.
- [Agr01] G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics, Third Edition*. Academic Press, 2001.
- [BAKR05] F. Benabid, G. Antonopoulos, J.C. Knight, and P.St.J. Russell. Stokes Amplification Regimes in Quasi-cw Pumped Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber. *Physical Review Letters*, 95(213903) :1–4, 2005.
- [BCK⁺05] F. Benabid, F. Couny, J.C. Knight, T.A. Birks, and P.St.J. Russell. Compact, stable and efficient all-fibre gas cells using hollow-core photonic crystal fibres. *Nature*, 434 :488–491, 2005.
- [Bel03] W. Belardi. *Holey optical fibres for high nonlinearity devices*. PhD thesis, University of Southampton, Optoelectronics Research Centre, 2003.
- [Ben06a] F. Benabid. An optical assembly of a hollow-core fibre gas cell spliced to fibre ends and methods of its production. International Patent, Juillet 2006.
- [Ben06b] F. Benabid. Hollow-core photonic bandgap fibre : new light guidance for new science and technology. *Physical Transactions of the Royal Society A*, 364 :3439–3462, 2006.
- [BKAR02] F. Benabid, J.C. Knight, G. Antonopoulos, and P.St.J. Russell. Stimulated Raman Scattering in Hydrogen-Filled Hollow-Core Photonic Crystal Fiber. *Science*, 298 :399–402, 2002.
- [BLCR05] F. Benabid, P.S. Light, F. Couny, and P.St.J. Russell. Electromagnetically-induced transparency grid in acetylene-filled hollow-core PCF. *Optics Express*, 13(15) :5694–5703, 2005.
- [Blo67] N. Bloembergen. The Stimulated Raman Effect. *American Journal of Physics*, 35(11) :989–1023, 1967.

- [BM84] D. Bermejo and S. Montero. Anharmonic potential functions as derived from Raman intensities : Methane. *Journal of Chemical Physics*, 81(9) :3835–3841, 1984.
- [Boy92] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press, 1992.
- [BR04] S.H. Baek and W. B. Roh. Single-mode Raman fiber laser based on a multimode fiber. *Optics Letters*, 29(2) :153–155, 2004.
- [Bro04] J. Bromage. Raman Amplification for Fiber Communications Systems. *Journal of Lightwave Technology*, 22(1) :79–93, 2004.
- [Byr84] K.C. Byron. Raman amplification in optical fibres in the wavelength range 1.06 to 1.36 μm . In *SPIE Proceedings, ECOOSA 84*, volume 492, pages 330–333, 1984.
- [CBC07] F. Couny, F. Benabid, and O. Carraz. Enhanced SRS in H_2 filled hollow-core photonic crystal fibre by use of fibre Bragg grating. *Journal of Optics A : pure and Applied Optics*, 9 :156–159, 2007.
- [CBL06] F. Couny, F. Benabid, and P.S. Light. Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 31(24) :3574–3576, 2006.
- [CBL07] F. Couny, F. Benabid, and P.S. Light. Reduction of Fresnel Back-Reflection at Splice Interface Between Hollow Core PCF and Single-Mode Fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(13) :1020–1022, 2007.
- [CBR⁺07] F. Couny, F. Benabid, P.J. Roberts, P.S. Light, and M.G. Raymer. Generation and Photonic Guidance of Multi-Octave Optical-Frequency Combs. *Science*, 318 :1118–1121, 2007.
- [Cha05] A. Chakari. *Capteurs à fibres optiques*. Cours ENSPS, Université Louis Pasteur Strasbourg, 2005.
- [Chi92] K.S. Chiang. Stimulated Raman scattering in a multimode optical fiber : evolution of modes in Stokes waves. *Optics Letters*, 17(5) :352–354, 1992.
- [CPT⁺07] B.A. Cumberland, S.V. Popov, J.R. Taylor, O.I. Medvedkov, S.A. Vasiliev, and E.M. Dianov. 2.1 μm continuous-wave Raman laser in GeO_2 fiber. *Optics Letters*, 32(13) :1848–1850, 2007.
- [CRB03] S. Cierullies, H. Renner, and E. Brinkmeyer. Numerical optimization of multi-wavelength and cascaded Raman fiber lasers. *Optics Communications*, 217 :233–238, 2003.
- [CSW91] Z. Chu, U.N. Singh, and T.D. Wilkerson. Multiple Stokes wavelength generation in H_2 , D_2 , and CH_4 for lidar aerosol measurements. *Applied Optics*, 30(30) :4350–4357, 1991.

-
- [DBM⁺04] E.M. Dianov, I.A. Bufetov, V.M. Mashinsky, V.B. Neustruev, O.I. Medvedkov, A.V. Shubin, M.A. Melkumov, A.N. Guryanov, V.F. Khopin, and M.V. Yashkov. Raman fibre lasers emitting at a wavelength above 2 μm . *Quantum Electronics*, 34(8) :695–697, 2004.
- [DM05] E.M. Dianov and V.M. Mashinsky. Germanium-Based Core Optical Fibers. *Journal of Lightwave Technology*, 23(11) :3500–3508, 2005.
- [DMN⁺97] E.M. Dianov, V.M. Mashinsky, V.B. Neustruev, O.D. Sazhin, A.N. Guryanov, V.F. Khopin, N.N. Vachkanov, and S.V. Lavrishchev. Origin of Excess Loss in Single-Mode Optical Fibers with High GeO₂-Doped Silica Core. *Optical Fiber Technology*, 3 :77–86, 1997.
- [Eic05a] M. Eichhorn. *Étude d'un amplificateur à fibre émettant à 2 μm pompé par diode*. PhD thesis, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2005.
- [Eic05b] M. Eichhorn. Numerical Modeling of Tm-Doped Double-Clad Fluoride Fiber Amplifiers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 41(12) :1574–1581, 2005.
- [EJ07] M. Eichhorn and S.D. Jackson. High-pulse-energy actively Q-switched Tm³⁺-doped silica 2 μm fiber laser pumped at 792 nm. *IEEE Photonics Technology Letters*, 32(19) :2780–2782, 2007.
- [EJ08] M. Eichhorn and S.D. Jackson. High-pulse-energy, actively Q-switched Tm³⁺, Ho³⁺-codoped silica 2 μm fiber laser. *Optics Letters*, 33(10) :1044–1046, 2008.
- [Fle84] J.W. Fleming. Dispersion in GeO₂-SiO₂ glasses. *Applied Optics*, 23(24) :4486–4493, 1984.
- [FNZ⁺04] C. Fukai, K. Nakajima, J. Zhou, K. Tajima, K. Kurokawa, and I. Sankawa. Effective Raman gain characteristics in germanium- and fluorine-doped optical fibers. *Optics Letters*, 29(6) :545–547, 2004.
- [Fon05] J. Fontaine. *Physique des Lasers*. Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg, 2005.
- [GMGM78] F.L. Galeener, J.C. Mikkelsen, R.H. Geils, and W.J. Mosby. The relative Raman cross sections of vitreous SiO₂, GeO₂, B₂O₃, and P₂O₅. *Applied Physics Letters*, 32(1) :34–36, 1978.
- [Gro05] Photonics Group. Untersuchungen zu luftführenden mikrostrukturierten Fasern für Führung bei zwei Wellenlängen, 2005.
- [HMPS88] D.C. Hanna, S.G. Mussett, M.T.T. Pacheco, and D.P. Shepherd. A synchronously pumped waveguide CH₄ Raman laser at 1.54 μm . *Optics Communications*, 65(4) :279–282, 1988.

- [HNZC06] Q. Han, J. Ning, H. Zhang, and Z. Chen. Novel Shooting Algorithm for Highly Efficient Analysis of Fiber Raman Amplifiers. *Journal of Lightwave Technology*, 24(4) :1946–1952, 2006.
- [HPP86] D.C. Hanna, D.J. Pointer, and D.J. Pratt. Stimulated Raman Scattering of Picosecond Light Pulses in Hydrogen, Deuterium, and Methane. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22(2) :332–336, 1986.
- [Isl04] M.N. Islam. *Raman Amplification for Telecommunications 1*. Springer, 2004.
- [Jac06] S.D. Jackson. The Effects of Energy Transfer Upconversion on the Performance of Tm^{3+} , Ho^{3+} -Doped Silica Fiber Lasers. *IEEE Photonics Technology Letters*, 18(17) :1885–1887, 2006.
- [JBE07] S.D. Jackson, F. Bugge, and G. Erbert. High-power and highly efficient diode-cladding pumped Ho^{3+} -doped silica fiber lasers. *Optics Letters*, 32(22) :3349–3351, 2007.
- [JBSE03] P.S. Jensen, J. Bak, and S.Andersson-Engels. Influence of Temperature on Water and Aqueous Glucose Absorption Spectra in the Near- and Mid-Infrared Regions at Physiologically Relevant Temperatures. *Applied Spectroscopy*, 57(1) :28–36, 2003.
- [JJWM08] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, and R.D. Meade. *Photonic Crystals, Molding the Flow of Light, second edition*. Princeton University Press, 2008.
- [Kan02] Y. Kang. Calculations and Measurements of Raman Gain Coefficients of Different Fiber Types. *MSc thesis, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University*, 2002.
- [KEH⁺08a] C. Kieleck, M. Eichhorn, A. Hirth, D. Faye, and E. Lallier. 20 – 50 kHz high efficiency mid-infrared OP-GaAs OPO pumped by a 2 micron Holmium laser. In *Euromicron Conference, paper WEoD3*, 2008.
- [KEH⁺08b] C. Kieleck, M. Eichhorn, A. Hirth, D. Faye, and E. Lallier. 20 – 50 kHz Mid-Infrared OP-GaAs OPO. In *Proceedings of Conference on Lasers and Electro-Optics 2008*, 2008.
- [KIMP00] J. Kortus, G. Irmer, J. Monecke, and M.R. Pederson. Influence of cage structures on the vibrational modes and Raman activity of methane. *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.*, 8 :403–411, 2000.
- [Koe99] W. Koechner. *Solid-State Laser Engineering, Fifth Edition*. Springer, 1999.
- [LBB⁺03] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, J.M. Gérard, D. Maystre, and A. Tchelnokov. *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*. Hermes science publications, 2003.

-
- [LBC⁺07] P.S. Light, F. Benabid, F. Couny, M. Maric, and A.N. Luiten. Electromagnetically induced transparency in Rb-filled coated hollow-core photonic crystal fiber. *Optics Letters*, 32(10) :1323–1325, 2007.
- [LG91] K.X. Liu and E. Garmire. Understanding the Formation of the SRS Stokes Spectrum in Fused Silica Fibers. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 27(4) :1022–1030, 1991.
- [LGU⁺89] T. Lasser, H. Gross, W. Ulrich, P. Greve, and H.J. Niederwald. Efficient First Stokes Generation using a Raman Oscillator. In *Proceedings of SPIE High Power Lasers and Laser Machining Technology*, volume 1132, 1989.
- [LLS⁺07] S.G. Li, S.Y. Liu, Z.Y. Song, Y.Han, T.L. Cheng, G.Y. Zhou, and L.T. Hou. Study of the sensitivity of gas sensing by use of index-guiding photonic crystal fibers. *Applied Optics*, 46(22) :5183–5188, 2007.
- [LSH⁺06] J. Leng, G. Sha, X. Hua, H. Yang, and C. Zhang. Study of the competition between forward and backward stimulated Raman scattering in methane. *Applied Physics B, Lasers and Optics*, 82 :463–468, 2006.
- [MFNH03] N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, M.D. Nielsen, and K.P. Hansen. Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers. *Optics Letters*, 28(20) :1879–1881, 2003.
- [MND⁺04] V.M. Mashinsky, V.B. Neustruev, V.V. Dvoyrin, S.A. Vasiliev, O.I. Madvedkov, I.A. Bufetov, A.V. Shubin, and E.M. Dianov. Germania-glass-core silica-glass-cladding modified chemical-vapor deposition optical fibers : optical losses, photorefractivity, and Raman amplification. *Optics Letters*, 29(22) :2596–2598, 2004.
- [NMF03] M.D. Nielsen, N.A. Mortensen, J.R. Folkenberg, and A. Bjarklev. Mode-field radius of photonic crystal fibers expressed by the V parameter. *Optics Letters*, 28(23) :2309–2311, 2003.
- [NZ02] A.N. Naumov and A.M. Zheltikov. Optical harmonic generation in hollow-core photonic-crystal fibres : analysis of optical losses and phase-matching conditions. *Quantum Electronics*, 32(2) :129–134, 2002.
- [Off08] United States Army Research Office. Eye-safe Optically-Pumped Gas-filled Fiber Lasers. *Army's Small Business Technology Transfer (STTR) Program*, (A08-T021), 2008.
- [OR88] J.J. Ottusch and D.A. Rockwell. Measurement of Raman Gain Coefficients of Hydrogen, Deuterium, and Methane. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 24(10) :2076–2080, 1988.

- [PAJT⁺03] R. Correia P.S. André, L.M. Borghesi Jr, A.L.J. Texeira, R.N. Nogueira, M.J.N. Lima, H.J. Kalinowski, F. Da Rocha, and J.L. Pinto. Raman gain characterization in standard single mode optical fibres for optical simulation purposes. *Optica Applicata*, 33(4) :559–573, 2003.
- [PBH⁺03] J.M. Pottage, D.M. Bird, T.D. Hedley, T.A. Birks, J.C. Knight, and P.St.J. Russell. Robust photonic band gaps for hollow-core guidance in PCF made from high index glass. *Optics Express*, 11(22) :2854–2861, 2003.
- [PF90] J. M. Parker and P. W. France. *Fluoride Glass Optical Fibres, Properties of fluoride glasses*. Blackie and Son Ltd., 1990.
- [PR07] A. Polley and S.E. Ralph. Raman Amplification in Multimode Fiber. *IEEE Photonics Technology Letters*, 19(4) :218–220, 2007.
- [RK28] C.V. Raman and K.S. Krishnan. A New Type of Secondary Radiation. *Nature*, 121(3048) :501–502, 1928.
- [RTL⁺04] T. Ritari, J. Tuominen, H. Ludvigsen, J.C. Petersen, T. Sorensen, T.P. Hansen, and H.R. Simonsen. Gas sensing using air-guiding photonic bandgap fibers. *Optics Express*, 12(17) :4080–4087, 2004.
- [San99] F. Sanchez. *Optique non-linéaire*. Ellipses, 1999.
- [Sch95] J. Schneider. Fluoride laser operating at 3.9 μm . *Electronics Letters*, 31(15) :1250, 1995.
- [Sch07] P. Schunemann. Advances in NLO crystals for infrared parametric sources. In *Journée « Sources Optiques paramétriques pour l'infrarouge »*, 2007.
- [She84] Y.R. Shen. *The Principles of Nonlinear Optics*. Wiley Interscience, 1984.
- [SHMP87] D.P. Shepherd, D.C. Hanna, S.G. Mussett, and M.T.T. Pacheco. Low-threshold operation of a waveguide CH_4 Raman laser at 1.54 μm . In *IEE Proceedings*, volume 134, June 1987.
- [Smi72] R.G. Smith. Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering. *Applied Optics*, 11(11) :2489–2494, 1972.
- [SMK93] K. Sentrayan, A. Michael, and V. Kushawaha. Intense backward Raman lasers in CH_4 and H_2 . *Applied Optics*, 32(6) :930–934, 1993.
- [SR04] P. Straka and W. Rudolph. Numerical simulations of pulsed and quasi-cw regimes of synchronously pumped Raman oscillators. *Applied Physics B, Lasers and Optics*, 79 :707–712, 2004.

-
- [SS07] S.M. Spuler and S.D. Mayor. Raman shifter optimized for lidar at a 1.5 μm wavelength. *Applied Optics*, 46(15) :2990–2995, 2007.
- [TIT82] Y. Taira, K. Ide, and H. Takuma. Accurate measurement of the pressure broadening of the ν_1 Raman line of CH_4 in the 1-50 atm region by inverse Raman spectroscopy. *Chemical Physics Letters*, 91(4) :299–302, 1982.
- [TNN85] S. Seikai T. Nakashima and M. Nakazawa. Dependence of Raman gain on relative index difference for GeO_2 -doped single-mode fibers. *Optics Letters*, 10(8) :420–422, 1985.
- [Tob92] H. Tobben. Room temperature CW fibre laser at 3.5 μm in er^{3+} -doped zblan glass. *Electronics Letters*, 28(14) :1361–1362, 1992.
- [VAD98] G. Vareille, O. Audouin, and E. Desurvire. Numerical optimisation of power conversion efficiency in 1480 nm multi-Stokes Raman fibre lasers. *Electronics Letters*, 34(7) :675–676, 1998.
- [Wan05] Y. Wang. Dynamics of Stimulated Raman Scattering in Double-Clad Fiber Pulse Amplifiers. *Journal of Quantum Electronics*, 41(6) :779–788, 2005.
- [WS75] G.E. Walrafen and J. Stone. Raman Spectral Characterization of Pure and Doped Fused Silica Fibers. *Applied Spectroscopy*, 29(4) :337–344, 1975.
- [Zar02] P.V. Zarubin. Academician Basov, high-power lasers and the antimissile defence problem. *Quantum Electronics*, 32(12) :1048–1064, 2002.

Annexe A

Publication IEEE Journal of Quantum Electronics

Ces travaux ont été soumis à la revue IEEE Journal of Quantum Electronics le 21 juillet 2008.

Numerical Modeling of Pulsed Raman Fiber Converters at $2 \mu\text{m}$

Delphine Gruppi¹, Marc Eichhorn¹, Antoine Hirth¹ and Pierre Pfeiffer²

Abstract. Theoretical modeling of Stimulated Raman Scattering (SRS) in fibers is presented, for the near-infrared band around $2 \mu\text{m}$ where pump and Stokes wave have different absorption. This model takes into account Amplified Spontaneous Emission (ASE), SRS towards Stokes and anti-Stokes waves, absorption of the Raman medium and Rayleigh backscattering in fibers. Depending on the fiber configuration, this model includes the cavity parameters of either external or internal mirrors at the fiber ends. Input parameters are, among others, temporal profiles of the pump radiation, absorption and gain curve of the Raman medium. The model agrees well with experimental results obtained with a GeO_2 doped core fiber pumped by a pulsed and tunable Tm :silica fiber laser emitting around $2 \mu\text{m}$.

Keywords : pulsed laser, Raman fiber amplifier, modeling.

¹French-German Research Institute of Saint-Louis ISL, 5 rue du Général Cassagnou, B.P. 70034, F-68301 Saint-Louis, France.

²Ecole Nationale Supérieure de Physique de Strasbourg, Université Louis Pasteur, Laboratoire des Systèmes Photoniques Bld S. Brant, B.P. 10413, F-67412 Illkirch Cedex, France.

A.1 Introduction

Raman media are wavelength converters allowing the generation of wavelengths which are often not directly reachable by a laser medium. In the field of telecommunications, Raman amplification makes it possible to increase the distance between repeaters [1]. The purpose of the model presented here is to calculate, as precisely as possible, the shift of the input towards the output spectrum of a Raman medium and the peak power repartition (residual pump or Stokes) at the output. Usually the equations describing Raman conversion in fibers take into account material attenuation at different powers and energy transfer between one monochromatic pump wave and one or two successive Stokes orders, with a constant Raman gain coefficient corresponding to the highest value of the gain curve of the medium [2]. The spectral characteristics of the Stokes wave generated from a temporal and spectral pump profile (quasi-continuous wave (quasi-CW) range [3]), considering the Raman gain curve of silica has already been studied [4]. It describes the spectral repartition of successive Stokes lines, however, this model does not take into account the generation of anti-Stokes Raman or the influence of an external cavity. In 2003 another model has been proposed [5], that was adapted to Raman fiber lasers by taking into account forward and backward propagating waves, Raman conversion between all Stokes and anti-Stokes lines, Raman gain and fiber attenuation curves. However, ASE is neglected and the work has been carried out in CW operation only, with discrete emission lines (no spectral calculation). Another study [6] which emphasizes the importance of taking into account anti-Stokes ASE, deals with Raman amplification in CW operation, and recent works [7, 8] concerning pulsed Raman scattering processes do not take into account the full gain curve of the Raman medium. To describe the whole Raman conversion process in a pulsed configuration, a more complete set of equations is used. A new model is suggested in this paper, taking into account the following processes :

- ASE and SRS, at each wavelength within the considered spectrum (pump, Stokes or even anti-Stokes emission) ;
- the pump spectrum and its temporal profile ;
- the spectral gain of the Raman medium $g_R(\nu_R)$;
- the attenuation $\alpha(\lambda)$ and Rayleigh backscattering $\gamma(\lambda)$ of the fiber, in the considered spectral range ;
- in the case of a fiber Raman oscillator : the influence of feedback in a cavity configuration, including spectral reflectivities of cavity mirrors (external mirrors or fiber Bragg gratings).

Using this model, it is possible to calculate the whole spectrum (including first and second order Stokes, anti-Stokes, residual pump, etc.) and to visualize the shape of the pulse at the

output of the Raman medium. The study is carried out in the case of lasers emitting pulses of tens of nanoseconds at high repetition rates. Therefore, in this application of high peak power where short lengths of fiber are used, the material dispersion could be neglected. The different ASE and SRS phenomena are presented, and deduced by quantum electrodynamics based on Feynman-like diagrams. The resulting equations are solved, using a finite difference method. This theoretical approach takes into account each photon/phonon interaction in the Raman medium. The experiments which have been carried out and are described afterwards are concerned with Raman conversion in a spectral interval around $2 \mu\text{m}$. A Tm :silica fiber laser emitting around $1.96 \mu\text{m}$ has been used as a pump for GeO₂ doped core fiber (i.e. Raman medium), resulting in a Stokes wave centered around $2.14 \mu\text{m}$. The single-pass configuration has been used, and a comparison between numerical and experimental data is presented. Finally, a cavity has been calculated for a fiber with Bragg gratings : the dependence of the output Stokes power on the input power, the length of the Raman medium and the output coupler Bragg grating reflectivity has been studied numerically.

A.2 Theory

SRS is a nonlinear conversion process from a pump wave λ_p towards a Stokes (higher wavelength λ_s) or an anti-Stokes (shorter wavelength λ_{as}) emission. In a first approximation considering a monochromatic wave, the pump wavelength is separated from the Stokes (or anti-Stokes) emission by a spectral interval ν_R called the Raman shift of the nonlinear medium. This process can only occur once the Raman conversion threshold has been reached, and it is possible to generate cascaded Stokes (or anti-Stokes) orders provided the input pump power is high enough [9]. For well understanding this nonlinear conversion process, it is interesting to take into account the dynamic, spatial and spectral effects occurring in the Raman medium in a time, spatial and spectral dependent numerical approach.

A.2.1 Generation and propagation of SRS

In the following description, the pump is referred to as being the lower wavelength and the Stokes radiation is the higher wavelength at each step of the conversion process (i.e. they are separated by the Raman shift), or vice versa in the case of anti-Stokes conversion. The principle is to scan a global spectral interval $[\lambda_1, \lambda_2]$, with a spectral step $d\lambda$ and to calculate the generated output spectrum. Fig. A.1 describes the calculation procedure. Each wavelength λ_p is considered as being a pump for the process, then the spectral power density at all possible scattered wavelengths λ_d is calculated with the corresponding Raman gain value $g_{pd} = g(\nu_p \pm \nu_d)$, and these quantities are finally added to result in the new spectrum after this

step. The interval $[\lambda_1, \lambda_2]$ is chosen so that it covers all Stokes (or anti-Stokes) orders that are to be calculated. Scattering outside the interval is neglected. In the following the different contributions to the scattered radiation will be discussed, and in these processes at least one entry channel (photon or phonon) is related to a real, non virtual, input power.

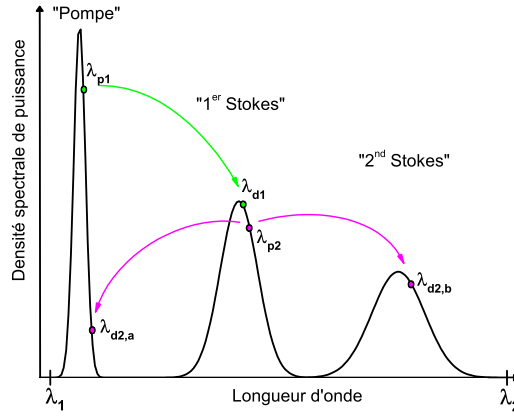


FIG. A.1 – Principle of the spectral Raman model for the example of Stokes Raman conversion up to the second Stokes order.

A.2.1.1 Amplified Spontaneous Emission

At the beginning of the Raman conversion process, the pump power and vacuum fluctuations at the converted wavelength create decorrelated photons, called Stokes ASE or anti-Stokes ASE photons. The power of these vacuum fluctuations in a mode and in a spectral interval $\Delta\nu_i$, for two different polarizations is given by :

$$P_{ASE,i} = 2h\nu_i\Delta\nu_i. \quad (\text{A.1})$$

h is Planck's constant. In this work, $\Delta\nu_i$ stands for the spectral resolution of the wavelength sampling of the program, and i is the sampling index of the wavelength λ_i

$$\Delta\nu_i = \frac{d\lambda}{\lambda_i^2}. \quad (\text{A.2})$$

Feynman-like diagrams have been used to describe all interactions between pump photons, scattered photons and optical phonons in the Raman medium. Two processes must be taken into account to describe Stokes ASE (see Fig. A.2). In the first case (A), a pump photon of power P_p and a second decorrelated photon (vacuum fluctuations) of power $2h\nu_d\Delta\nu_d$ generate

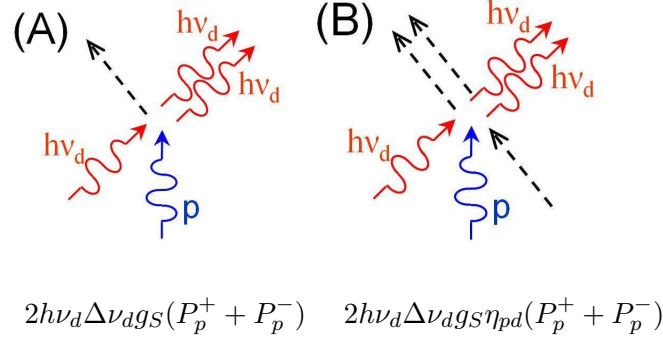


FIG. A.2 – ASE Stokes generation.

a Stokes decorrelated photon and a phonon. Secondly, a Stokes photon and a phonon can be created by combining a phonon, a pump photon and a decorrelated Stokes photon (B). Since this process needs an input phonon, one has to take into account the Bose phonon occupancy factor [7] :

$$\eta_{pd}(\theta) = \frac{1}{e^{\frac{h|\nu_p - \nu_d|}{k_B\theta}} - 1}, \quad (\text{A.3})$$

where k_B is Boltzmann's constants and θ is the absolute temperature. To generate anti-Stokes ASE, a phonon is always needed at the beginning of the conversion process. Therefore, the Bose factor $\eta_{pd}(\theta)$ has to be included in each equation governing the generation of anti-Stokes photons. The diagrams of Fig. A.3 describe the two possibilities of creating anti-Stokes ASE photons. In the first case (C), a Stokes photon and a photon from vacuum fluctuations with

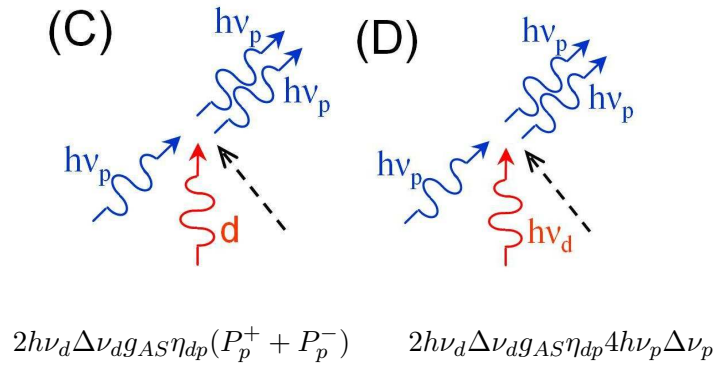


FIG. A.3 – ASE anti-Stokes generation.

power $2h\nu_p\Delta\nu_p$ near the pump wavelength, called decorrelated pump photon, meet a phonon, resulting in a new decorrelated pump photon. In the second case (weaker probability), the

Stokes photon does not come from the Stokes wave propagating through the Raman medium, but from the vacuum i.e. a decorrelated Stokes photon of power $2h\nu_d\Delta\nu_d$ (D). Thus, the whole effect of Stokes and anti-Stokes ASE in a fiber, in the case of the amplification of a scattered wave λ_d by a pump wave λ_p can be described. Taking into account that signals may be copropagating (positive direction +) and counterpropagating (negative direction -) the equation for ASE is given by :

$$\begin{aligned} \left. \frac{dP_d^+}{dz} \right|_{\lambda_p} &= 2h\nu_d\Delta\nu_d g_S(\lambda_p, \lambda_d) (1 + \eta_{pd}) (P_p^+ + P_p^-) \\ &+ 2h\nu_d\Delta\nu_d g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) \eta_{dp} (P_p^+ + P_p^- + 4h\nu_p\Delta\nu_p), \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

where one has to include the pump wave in both co- and counterpropagating directions i.e. $P_p^+ + P_p^-$, as they contribute to the local pump field. g_S and g_{AS} are the Raman gain coefficients of Stokes and anti-Stokes generation, respectively.

A.2.1.2 Stimulated Raman Scattering

Once the Raman conversion threshold has been reached, ASE radiations (Stokes or anti-Stokes) are being amplified. At this point vacuum fluctuations are not taken into account anymore as they are small compared to the coherent Stokes and pump fields. The diagrams of Fig. A.4 describe SRS from the pump towards a Stokes wave. In the first diagram (E), a

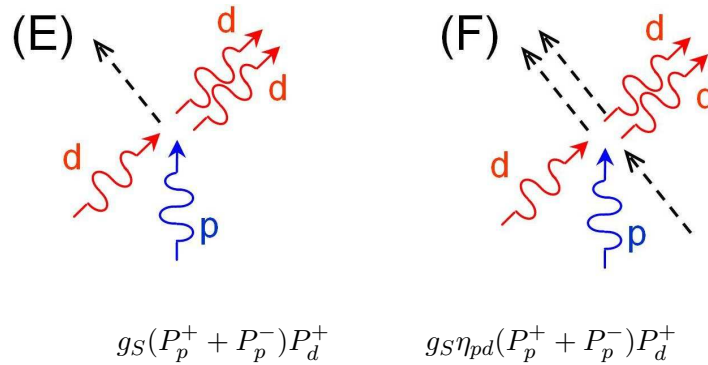
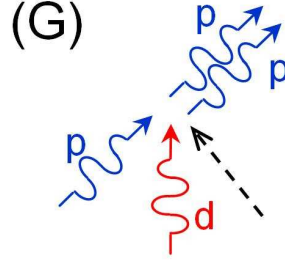


FIG. A.4 – SRS Stokes generation.

pump and a Stokes photon generate a second Stokes photon and a phonon, whereas in the second case (F) also a phonon can be amplified in this process. This phenomenon seldom occurs since it implies an interaction between two waves and a phonon and as it needs one phonon to occur, the process is weighted by the phonon Bose factor η_{pd} . The last process is

generation of stimulated anti-Stokes photons. Here again, a phonon is necessary and there is only one diagram describing this effect (G), see Fig. A.5. Pump and Stokes photons interact



$$g_{AS}\eta_{dp}(P_p^+ + P_p^-)P_d^+$$

FIG. A.5 – SRS anti-Stokes generation.

with a phonon, resulting in amplification of the pump photon. Finally, the amplification of a scattered wave λ_d by a pump wave λ_p including all these effects is given by :

$$\begin{aligned} \left. \frac{dP_d^+}{dz} \right|_{\lambda_p} &= (1 + \eta_{pd}) g_S(\lambda_p, \lambda_d) (P_p^+ + P_p^-) P_d^+ \\ &+ \eta_{dp} g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) (P_p^+ + P_p^-) P_d^+. \end{aligned} \quad (\text{A.5})$$

A.2.2 Intrinsic properties of optical fibers

In an optical fiber a number of effects influences the propagation of a signal. For an accurate modeling of Raman conversion the most significant ones have been selected, depending on the experimental conditions described above. Since the quasi-CW range applies as a few meters of fiber is used, self-phase modulation, cross-phase modulation and group velocity dispersion can be neglected [4]. However, losses due to absorption and Rayleigh scattering which depend on the physical properties of the fiber have to be included into the model.

A.2.2.1 Absorption of the fiber

Absorption losses in fibers strongly depend on the fiber material and the wavelength of the propagating signal. Especially in the 2 μm range, absorption becomes very high due to the strong losses in silica and quickly varies from one wavelength to another (e.g. silica : 10 dB/km at 2 μm and 100 dB/km at 2.2 μm). Therefore the spectrally resolved absorption curve of the fiber has been used in the numerical model. The absorption loss of a scattered

wave λ_d propagating in a fiber is given by

$$\left. \frac{dP_d^+}{dz} \right|_{abs} = -\alpha(\lambda_d) P_d^+. \quad (\text{A.6})$$

A.2.2.2 Rayleigh scattering

Losses due to Rayleigh scattering are caused by local density variations included in the fiber during its fabrication. An estimation of such losses, especially the Rayleigh scattering coefficient, is found in [3] :

$$\gamma_i = \frac{C}{\lambda_i^4}, \quad (\text{A.7})$$

where C is about 0.7 to 0.9 dB/(km μm^{-4}) in silica, i.e. $C \in [1.6 \times 10^{-4} - 2.1 \times 10^{-4}] \text{ m}^{-1} \mu\text{m}^4$ and λ_i is in μm . The most important contribution of Rayleigh scattering in the case of Raman conversion is backscattering, which means that scattered photons counterpropagate in the fiber. Here again this phenomenon is referred to as wavelength-dependent, and the power of a wave propagating towards the positive direction (+) is modified by the backscattered light from the power propagating in negative (-) direction, as

$$\left. \frac{dP_d^+}{dz} \right|_{Rayleigh} = \gamma_d P_d^-. \quad (\text{A.8})$$

A.3 Numerical modeling

A.3.1 Pump characteristics

The pulsed pump source is described by a number of parameters : the central emission wavelength, the time and spectral widths of the considered gaussian pulse, the repetition rate and the average pump power launched into the Raman fiber.

A.3.2 Raman fiber characteristics

The Raman fiber is the part of the system which contains the most wavelength-dependent parameters. While the effective area, the average refractive index, the launching efficiency and the length of the fiber are fixed, the Raman gain, absorption and Rayleigh backscattering are taken as wavelength dependent. In the case of a cavity configuration, reflectivities of mirrors are wavelength dependent and can also be included into the model.

A.3.3 Radiation transport equations - Estimation of the number of points.

The core of the simulation routine is a set of wavelength dependent radiation transport equations calculated from λ_1 to λ_2 and incremented at each step by $d\lambda$. This set of equations has to be solved in all K segments of the Raman fiber at time t , then the procedure starts again with the propagation of the spectrum at time $t+dt$ until the time duration of the process $t > t_{end}$ is exceeded. Due to performance limitations of the computer used, it is necessary to optimize the number of time, space and spectral steps in order to have enough resolution without taking too much time of calculation.

A.3.3.1 Time and space steps

Contrary to the CW case, in pulsed configuration time and space steps are linked : in the fiber, the spatial resolution has to be optimized to avoid a non causal propagation of the pulse in the space interval. Then the time step is calculated as a function of the space step. In order to have enough information on the propagation of the gaussian pulse in the fiber, it has been chosen to consider a time window which is six times as large as the pulse width. This pulse is then divided into T steps of width dt . Like in pulsed fiber lasers [10], the time step dt for passing one segment has to be linked to the roundtrip time (optical pathlength) i.e

$$dt = n_f \frac{L}{cK}, \quad (\text{A.9})$$

where L is the geometric fiber length, n_f the refractive index of the fiber, K the total number of axial segments with length $dz = L/K$ and c the velocity of light.

A.3.3.2 Spectral step

In the calculation process using the finite difference method, the whole spatio-temporal loop has to be considered to calculate both amplification of the scattered signal (λ_d) and depletion of the corresponding pump wave (λ_p). This procedure has to be done from the first wavelength of the spectral interval λ_1 to the last one λ_2 with a spectral step $d\lambda$, specified by the user. The spectral resolution has to be chosen in order to resolve pump and Stokes spectra without being too much time expensive. A good criterion to choose the optimal resolution is that by doubling it the results do not change with a certain error margin (e.g. +1%). Considering gaussian pulses of 50 ns FWHM launched into a 40 m-long fiber the spectral resolution $d\lambda$ has been estimated to be 2 nm and the number of segments $K = 400$ i.e. $T = 1588$ for a time duration of $t_{end} = 800$ ns.

A.3.3.3 Radiation transport equations

Taking into account the theory of Raman generation and amplification developed in Section A.2 and the properties of the optical fiber, two radiation transport equations can be implemented. For each couple of wavelengths λ_p , λ_d the following set of equations is applied :

$$\begin{aligned} \pm \frac{dP_d^\pm}{dz} \Big|_{\lambda_p} &= 2h\nu_d \Delta\nu_d g_S(\lambda_p, \lambda_d) (1 + \eta_{pd}) (P_p^+ + P_p^-) \\ &+ 2h\nu_d \Delta\nu_d g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) \\ &\quad \times \eta_{dp} (P_p^+ + P_p^- + 4h\nu_p \Delta\nu_p) \\ &+ (1 + \eta_{pd}) g_S(\lambda_p, \lambda_d) (P_p^+ + P_p^-) P_d^\pm \\ &+ \eta_{dp} g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) (P_p^+ + P_p^-) P_d^\pm \\ &- \alpha_d P_d^\pm + \gamma_d P_d^\mp \end{aligned} \quad (\text{A.10})$$

$$\begin{aligned} \pm \frac{dP_p^\pm}{dz} \Big|_{\lambda_d} &= -\frac{\lambda_d}{\lambda_p} [2h\nu_d \Delta\nu_d g_S(\lambda_p, \lambda_d) (1 + \eta_{pd}) P_p^\pm \\ &+ 2h\nu_d \Delta\nu_d g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) \\ &\quad \times \eta_{dp} (P_p^\pm + 4h\nu_p \Delta\nu_p) \\ &+ (1 + \eta_{pd}) g_S(\lambda_p, \lambda_d) (P_d^+ + P_d^-) P_p^\pm \\ &+ \eta_{dp} g_{AS}(\lambda_d, \lambda_p) (P_d^+ + P_d^-) P_p^\pm] \\ &- \alpha_p P_p^\pm + \gamma_p P_p^\mp. \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

Therein P_d^\pm and P_p^\pm denote the optical power within the spectral interval $[\lambda_d - \frac{d\lambda}{2}; \lambda_d + \frac{d\lambda}{2}]$ and $[\lambda_p - \frac{d\lambda}{2}; \lambda_p + \frac{d\lambda}{2}]$, respectively. As shown in Fig. A.6, the fiber of length L is spatially divided in K segments along its axis, leading to a spatial resolution dz . Pump pulses of power

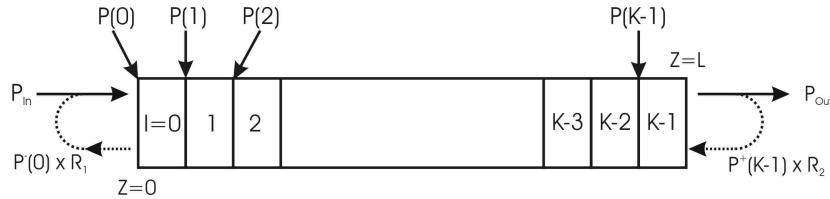


FIG. A.6 – Schematic of the numerical fiber model.

$P^+(0, t)$, are inserted into the model structure from the left i.e. at $Z = 0$. At the beginning of the simulation, the time t and space z variables are set to zero. Then (A.10) and (A.11) are solved at each time step dt for all the segments, for co- and counterpropagating signals, and both pump and scattered waves are added to calculate the new spectral repartitions

$P^+(l, t + dt)$ and $P^-(l, t + dt)$ propagating at $t + dt$ in each segment l . Afterwards the spectral repartition has to be propagated from l to $(l + 1)$ in the copropagating case P^+ and from l to $(l - 1)$ in the counterpropagating case P^- . Therefore the powers in positive propagation direction have to be used for calculating the ones in their right neighbour cell, and the powers in negative directions belong to their left neighbour segment. The output power at time t is $P^+(l = K - 1, t)$. By adding mirrors at the ends of the fiber, this model can be used in a cavity configuration. Therefore, to avoid the loss of the boundary values $P^+(K - 1)$ and $P^-(0)$ during execution, these values are stored temporarily and reused to calculate $P^-(K - 1)$ and $P^+(0)$, taking into account the reflectivities of Bragg gratings or external cavity mirrors and launching efficiency, summed on R_1 (input) and R_2 (output). The simulation proceeds until the time duration of the process t_{end} is exceeded. This one must be chosen to let enough time to the pump pulse to propagate through the fiber or to observe feedback if necessary (t_{end} equals several roundtrips in the fiber cavity).

A.4 Laser experiments - Comparison with numerical results

A.4.1 Experimental setup and numerical parameters

The experiments carried out were performed in the $2 \mu\text{m}$ range and the setup is presented in Fig. A.7. The pump was a pulsed thulium-doped fiber laser (Tm^{3+} :silica), emitting at

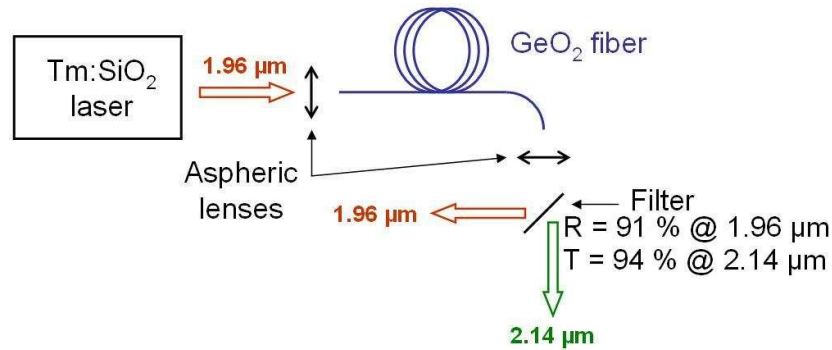


FIG. A.7 – Experimental setup.

$1.96 \mu\text{m}$ [11]. The pulse duration varied between 60 and 100 nanoseconds FWHM at repetition rates between 30 and 120 kHz. The pump beam was launched into the 30 m long GeO_2 fiber used in the single-pass configuration. Due to SRS a Stokes signal appeared at $2.14 \mu\text{m}$, however no anti-Stokes or second Stokes order was observed. At the output of the fiber, an aspheric lens collimated the beam and a 45° oriented filter, with a reflectivity of 91 % at $1.96 \mu\text{m}$ and a transmission of 94 % at $2.14 \mu\text{m}$ was used to separate the residual pump and the Stokes

converted powers. The GeO₂ fiber has been manufactured by the Fiber Optics Research Center (FORC, Moscow, Russia) and had a core doped with 63 % GeO₂. The attenuation losses from 960 nm to 2160 nm have been measured at FORC, at 1.96 μm and 2.14 μm with 8.7 dB/km and 44.6 dB/km, respectively.

The Raman gain curve of the fiber presented in Fig. A.8 had been estimated from those of bulk SiO₂ and GeO₂ [12], the percentage of GeO₂ in the core, and a scaling factor due to operation in the 2 μm range since the gain varies with pump wavelength as $1/\lambda_p$ [13]. It was fitted with a 4-peak Lorentzian function. The attenuation curve was fitted with an exponential function and is shown in the inset of Fig. A.8.

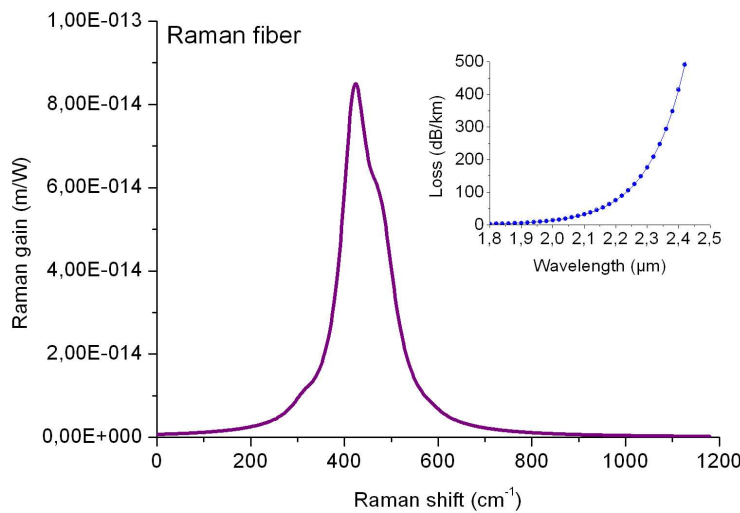


FIG. A.8 – Raman gain curve of the fiber.

A.4.2 Comparison with experimental results

To model the experimental results, a number of parameters had to be known. Using a monochromator, the spectral width of the pump was measured to be about 9 nm FWHM. The pulse duration slightly varied around 75 ns FWHM at 50 kHz since the fiber laser output power was adjusted by changing its input pump power. The launching efficiency in the Raman fiber was estimated to be about 70 % into the fundamental mode. The average output residual pump and Stokes powers were corrected using the transmission curve of the filter since it was not perfectly transmittive at the Stokes and reflective at the pump wavelengths (see Fig. A.7). Input parameters chosen for the model were $K = 200$, $\lambda_1 = 1940$ nm, $\lambda_2 = 2170$ nm with the

spectral step $d\lambda = 2$ nm. Considering a pulse duration of 75 ns and a fiber length of 30 m with an average refractive index of 1.52, the propagation of a pulse in the fiber should last about 150 ns, thus the total simulated time was set to $t_{end} = 400$ ns i.e. $T = 526$ and the time step was $dt = 0.76$ ns.

A.4.2.1 Output spectrum

A monochromator with a spectral extended InGaAs detector was used to measure the spectrum at the output of the GeO₂ fiber. Only a Stokes signal was measured at a wavelength of 2.14 μm with a width of 29 nm FWHM. The calculated spectrum showed a Stokes wave centered around 2.14 μm with a spectral width of 10 nm FWHM. However, the model predicted anti-Stokes and second order Stokes signals centered at 1.85 and 2.35 μm , respectively (cf. Fig. A.9, output spectrum at a launched pump power of 2 W). The amplitude of these radiations were too low to be measured experimentally. Results presented in Fig. A.10 show a good consistency between numerical calculation and experimental results.

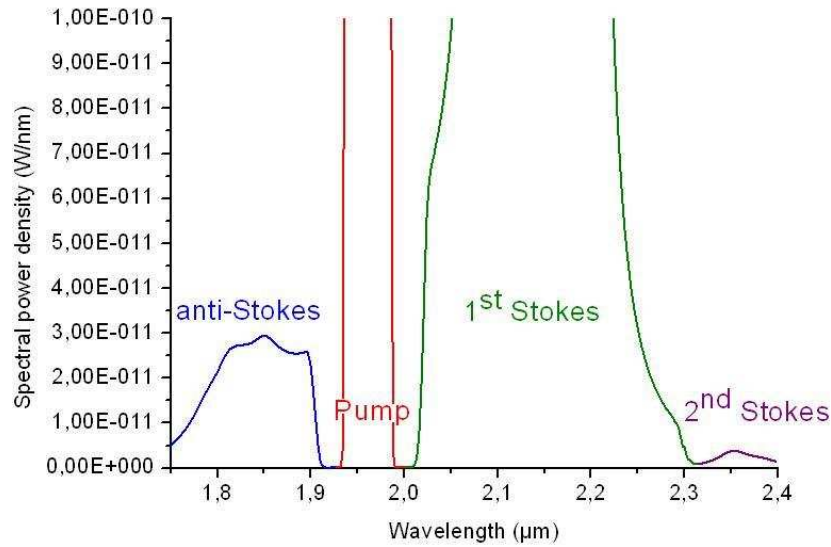


FIG. A.9 – Spectral power density : zoom on anti-Stokes and second order Stokes radiations.

Since calculated and experimental Stokes spectra are centered at 2.14 μm , the corresponding Raman shift is $\nu_R = 424$ cm^{-1} . However, to within experimental errors, the measured Stokes spectrum appears nearly three times larger than the calculated one. This is partially illustrated by Fig. A.10 which shows that the measured Stokes spectrum is larger than the theoretical one of the Raman gain curve depicted in Fig. A.8.

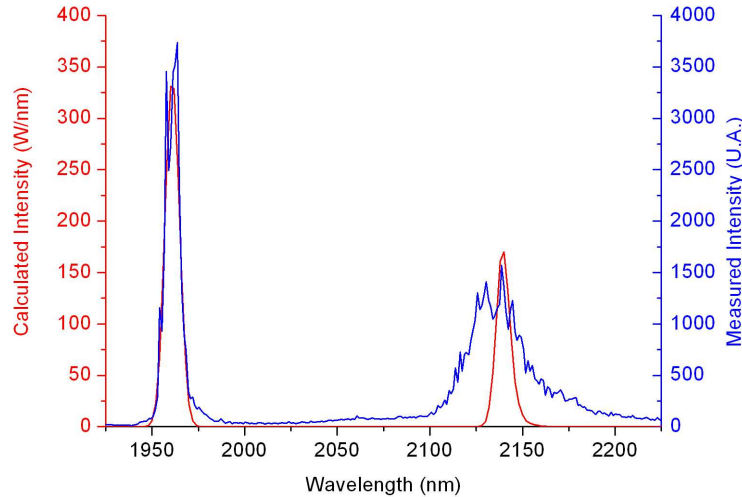


FIG. A.10 – Pump and Stokes calculated spectra, comparison with experimental results.

A.4.2.2 Output pump and Stokes powers

The evolution of Stokes and pump average powers at the fiber output versus the launched pump power in the fiber has been measured. This experiment was performed at repetition rates of 30, 50 and 80 kHz by increasing the pump power launched into the 30 m-long GeO₂ fiber. Fig. A.11 illustrates the residual pump power in the experimental and simulated cases. This graph shows a good consistency between the data. The first part of the curve, which is linear, indicates that the Raman conversion threshold was not yet reached, thus the residual pump power is just the launched pump power times the attenuation of the fiber presented in Fig. A.8. Once the Raman threshold has been reached, the residual pump power decreases since a part of the launched pump power is shifted towards the Stokes emission. This process is well represented by the numerical model at 30 and 50 kHz. Following the model, the theoretical threshold at 80 kHz could not be reached with less than 4 W average power launched into the fiber. However the experimental curve does not remain perfectly linear between 3 and 4 W launched pump power. The Raman conversion curves presented on Fig. A.12 describe the evolution of the average Stokes pump power versus the launched pump power, for the same experimental conditions as in Fig. A.11. Here again, the appearance of the curves can be separated into two parts. Before the Raman stimulated threshold is reached, the Stokes output power increases slowly and remains lower than about 50 mW. This process can be found on both experimental and calculated curves, and can be attributed to Stokes ASE. Once the threshold has been reached, the curves increase abruptly. There is a good consistency

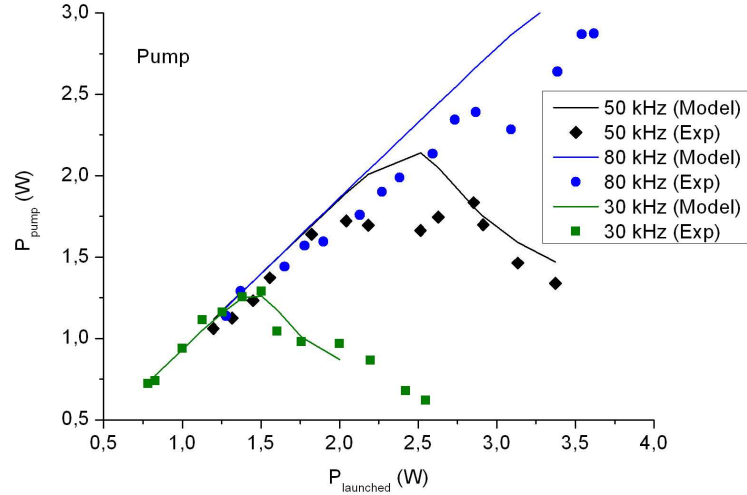


FIG. A.11 – Residual average pump power at the output of the Raman fiber : experimental and simulated data.

between experimental and simulated curves : the threshold is about 1.4 W at 30 kHz, 2.2 W at 50 kHz and 3.4 W at 80 kHz. The slope of the curves are similar, too. However, some differences can be observed, particularly at 30 kHz where the experiment shows a saturation at 2.2 W launched pump power, whereas the modeling predicts an increasing Stokes power. Indeed, it has been observed during the experiment that, especially at 30 kHz where the peak pump power densities become high (in the GW/cm^2 range), the input of the fiber heated and was bent, resulting in a drop in the launching efficiency. Therefore the experimental points with more than 2.2 W launched pump power may be affected by systematic errors. The other differences which can be observed in Fig. A.12 between experimental and simulated data can be attributed to a number of parameters which were not well known for the simulation : it could be the Raman gain curve of the fiber which has been theoretically estimated, or the pulse duration of the pump which decreased with the pump power. It could also be due to the multimode nature of the fiber, since the model only considers a propagation in the fundamental mode. Other effects, like a possible darkening of the Raman fiber or defects which could have been included in the fiber during its fabrication, can also explain such differences.

A.4.3 Raman fiber oscillator in cavity configuration

After the model has been tested, it can now be used for the calculation of a Raman fiber oscillator in a cavity. Therefore and to increase the compactness of the system, Bragg gratings

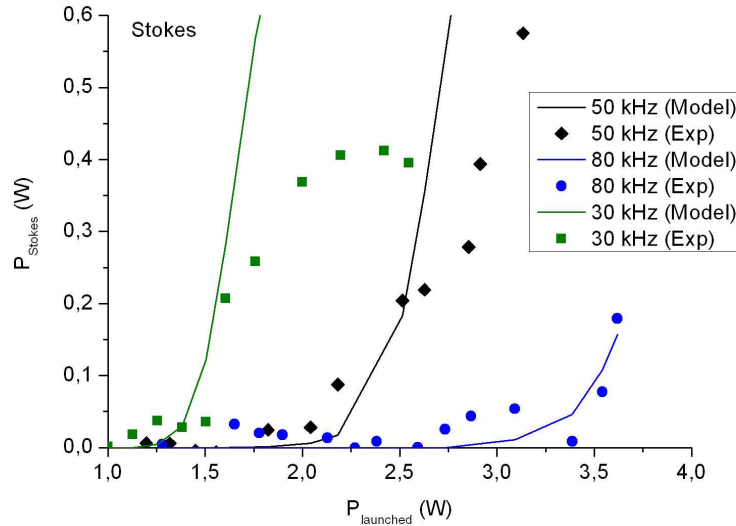


FIG. A.12 – Stokes average power at the output of the Raman fiber.

have to be built into the previously used Raman fiber, as it can be seen in Fig. A.13. Using

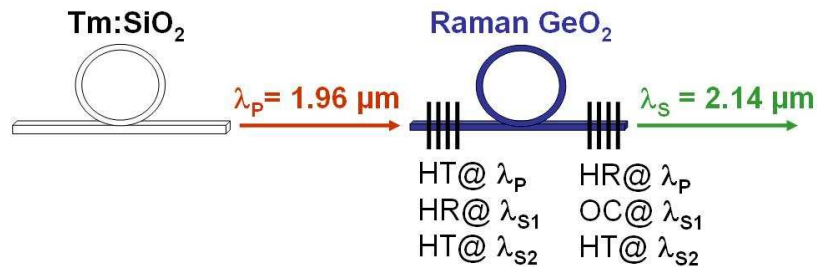


FIG. A.13 – Principle of a Raman fiber oscillator.

the model the optimum output coupler for the first Stokes radiation λ_{S1} can be calculated, depending on the length of the fiber used and the launched pump power. The purpose is to optimize Raman shift towards the first Stokes order and to avoid the generation of other Stokes orders (e.g. second Stokes λ_{S2} in Fig. A.13). From the previous studies, the first grating at the input of the Raman fiber has to be highly reflective at the Stokes wavelength i.e. centered at $2.14 \mu\text{m}$ with a reflectivity of about 99 %. At the output, the grating should be highly reflective for the pump i.e. at $1.96 \mu\text{m}$ and the output coupler for the Stokes wavelength has to be calculated to optimize Raman scattering towards the Stokes wave. The example of Fig. A.14 is the result of a simulation in a 10 m-long fiber at an average launched input pump

power of 3 W. The bandwidth of the gratings has been fixed to 3 nm. The number of steps was $K = 150$ and $T = 1776$ corresponding to space and time resolutions of $dz = 6.7$ cm and $dt = 0.34$ ns. The time of simulation was 600 ns and the spectral resolution was $d\lambda = 2$ nm.

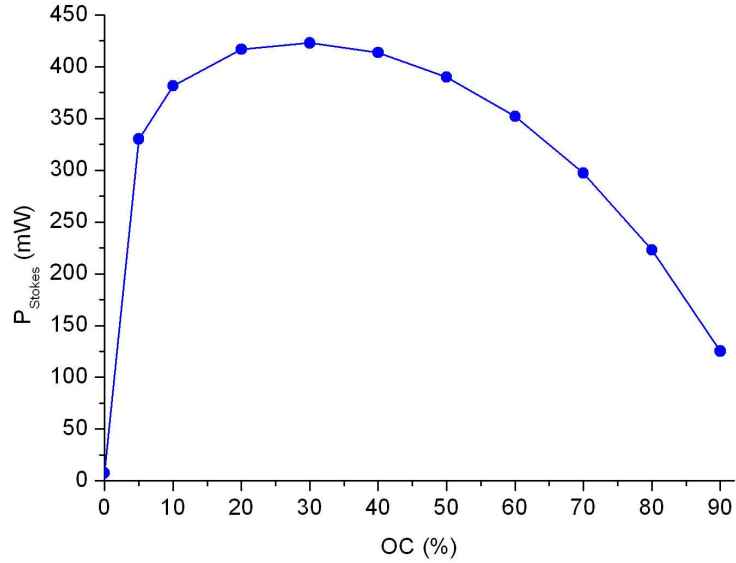


FIG. A.14 – Simulation of the optimal output coupler (OC) for the first Stokes order.

The calculated optimum output coupler for the experimental conditions described above is 30 %. The spectral power density at the output of the fiber has been modeled and is depicted in Fig. A.15.

The Bragg mirror at the fiber output is highly reflective at the pump wavelength and has a bandwidth of 3 nm. Therefore, the residual pump power at output which has a width of 9 nm shows a dip of 3 nm FWHM around 1961 nm. The pump emission which has not been reflected by the mirror only passes the fiber once, undergoes the attenuation $\alpha(\lambda)$ and appears as residual pump power at the output. The first Stokes order is centered at $2.138 \mu\text{m}$ and has a width of 3 nm which is consistent with the spectral width of the output coupler. The model also leads to information concerning the shape and the peak power of the pulse at the output of the Raman fiber during the time of simulation, by integrating the spectral power density at the output on the global spectral interval $[\lambda_1, \lambda_2]$. This feature can be useful especially in a cavity where the pulse undergoes successive roundtrips in the fiber. Fig. A.16 describes the evolution of the output peak power, for several times of simulation i.e. with t_{end} going from 200 (a) to 800 ns (e). In order to estimate the average power as it would be measured by a

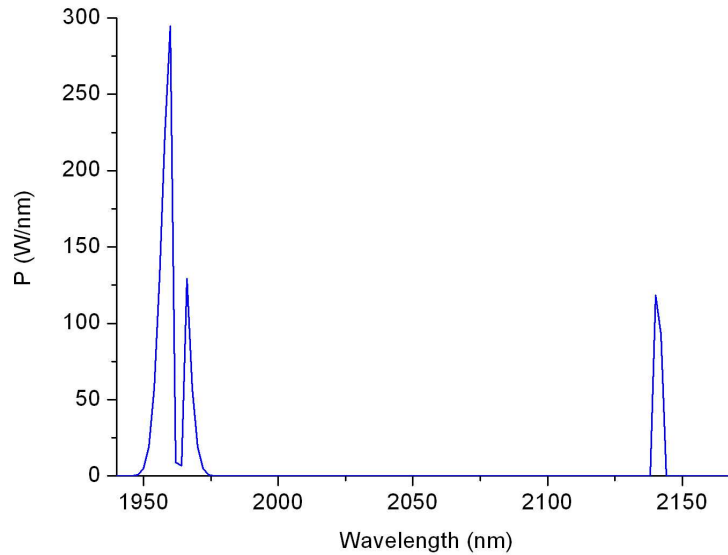


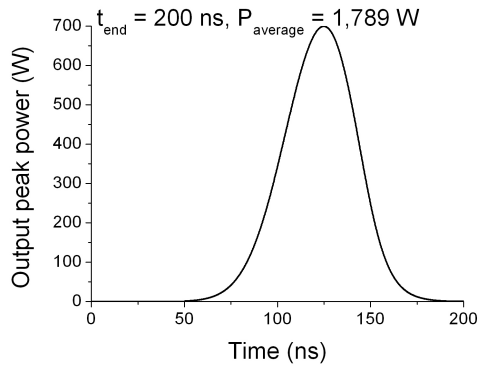
FIG. A.15 – Spectral power density at the fiber output for a 10 m-long fiber equipped with Bragg mirrors. The output coupler has a reflectivity of 30 % for the Stokes emission.

powermeter at the output of the Raman fiber, the output power has to be integrated over the whole time of simulation. Thus it is necessary to choose the time of simulation to consider enough significant reflections. As can be seen on Fig. A.16, successive gaussian signals exit the fiber, showing that the pulse has undergone several reflections at the Bragg mirrors situated at the fiber ends, corresponding to a roundtrip time of 100 ns. Due to attenuation and pump absorption in the fiber induced by the SRS conversion process, the amplitude of the pulse decreases gradually.

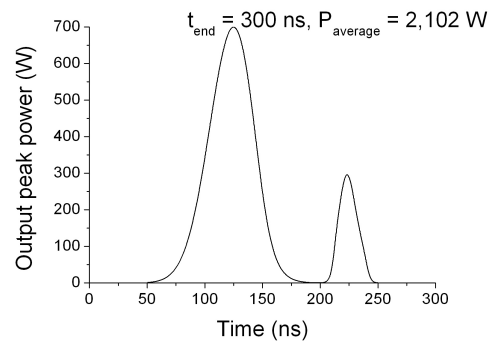
In this example the optimum time duration is 600 ns, since the average output power from 600 to 800 ns does not change in a 1 % error margin i.e. $P_{Out} = 2.250$ W and $P_{Out} = 2.255$ W, respectively. A time of simulation of $t_{end} = 400$ ns would not be sufficient since the average output power difference between 400 and 600 ns is about 2 %.

A.5 Conclusion

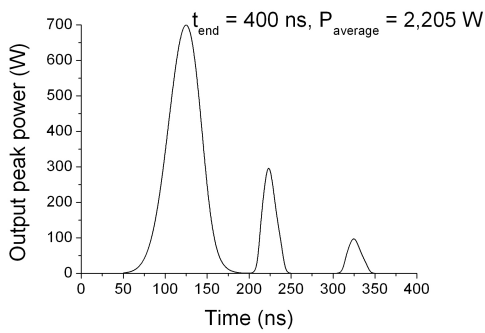
A numerical model of pulsed Raman fiber converters in the near infrared around $2 \mu\text{m}$ has been developed. The proposed theory was based on Feynman-like diagrams describing each possible interaction between photons and phonons in the Raman medium. The algorithm



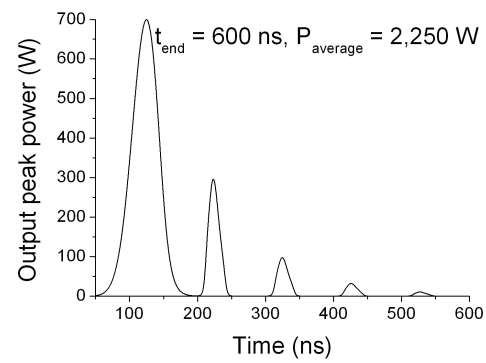
a - $t_{end} = 200$ ns
 $P_{Out} = 1.789$ W



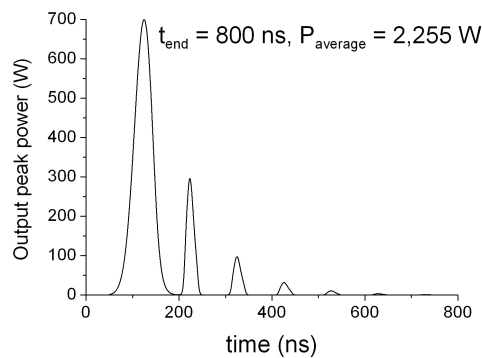
b - $t_{end} = 300$ ns
 $P_{Out} = 2.102$ W



c - $t_{end} = 400$ ns
 $P_{Out} = 2.205$ W



d - $t_{end} = 600$ ns
 $P_{Out} = 2.250$ W



e - $t_{end} = 800$ ns
 $P_{Out} = 2.255$ W

FIG. A.16 – Peak output power, for several time durations of the process.

takes into account not only ASE and SRS for Stokes and anti-Stokes radiations, but also Raman gain, background attenuation and Rayleigh backscattering of the Raman fiber, all with spectral resolution. This simulation is capable of modeling single-pass or cavity configurations as it includes co- and counterpropagating waves, calculating the spectral power density and the temporal repartition of the pulse at the output of the fiber. It has been validated in single-pass configuration and can be used to model compact Raman converters, especially in case of a cavity where the length of the Raman fiber can be reduced to increase the conversion efficiency of the system.

Acknowledgement

The authors would like to thank the French Ministry of Defense (Délégation Générale de l'Armement, DGA) for the financial assistance.

Bibliographie

- [1] C. Yijiang and A.W. Snyder, "Saturation and Depletion Effect of Raman Scattering in Optical Fibers", *J. Lightw. Technol.*, vol. 7, no. 7, pp. 1109-1117, 1989.
- [2] J. Bromage, "Raman Amplification for Fiber Communications Systems", *J. Lightw. Technol.*, vol. 22, no. 1, pp. 79-93, 2004.
- [3] G. P. Agrawal, "Nonlinear Fiber Optics, third Edition", Academic Press, 2001, chap. 8.
- [4] K.X. Liu and E. Garmire, "Understanding the Formation of the SRS Stokes Spectrum in Fused Silica Fibers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 4, pp. 1022-1030, 1991.
- [5] S. Cierrulies, H. Renner and E. Brinkmeyer, "Numerical optimization of multi-wavelength and cascaded Raman fiber lasers", *Opt. Comm.*, vol. 217, pp. 233-238, 2003.
- [6] I. Mandelbaum and M. Bolshtyansky, "Raman Amplifier Model in Single-Mode Optical Fiber", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 15, no. 12, pp. 1704-1706, 2003.
- [7] Q. Han, J. Ning, H. Zhang and Z. Chen, "Novel Shooting Algorithm for Highly Efficient Analysis of Fiber Raman Amplifiers", *J. Lightw. Technol.*, vol. 24, no.4, pp. 1946-1952, 2006.
- [8] Y. Wang, "Dynamics of Stimulated Raman Scattering in Double-Clad Fiber Pulse Amplifiers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 41, no. 6, pp. 779-788, 2005.
- [9] E.M. Dianov, I.A. Bufetov, V.M. Mashinsky, V.B. Neustruev, O.I. Medvedkov, A.V. Shubin, M.A. Melkumov, A.N. Guryanov, V.F. Khopin and M.V. Yashkov, "Raman fibre lasers emitting at a wavelength above 2 μm ", *Quantum Electron.*, vol. 34, no. 8, pp. 695-697, 2004.
- [10] M. Eichhorn, "Numerical Modeling of Tm-Doped Double-Clad Fluoride Fiber Amplifiers", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 41, no. 12, pp. 1574-1581, 2005.
- [11] M. Eichhorn and S.D. Jackson, "High-pulse-energy actively Q-switched Tm³⁺-doped silica 2 μm fiber laser pumped at 792 nm", *Optics Lett.*, vol. 32, no. 19, pp. 2780-2782, 2007.

- [12] F.L. Galeener, J.C. Mikkelsen, R.H. Geils and W.J. Mosby, "The relative Raman cross sections of vitreous SiO_2 , GeO_2 , B_2O_3 , and P_2O_5 ", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, no. 1, pp. 34-36, 1978.
- [13] R.H. Stolen and E.P. Ippen, "Raman gain in glass optical waveguides", *Appl. Phys. Lett.*, vol. 22, no. 6, pp. 276-278, 1973.