PolyPublie
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Title:	Source laser accordable fondée sur la génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée
Auteur: Author:	Philippe Richelet
Date:	2012
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence: Citation:	Richelet, P. (2012). Source laser accordable fondée sur la génération de supercontinuum dans une fibre microstructurée [Mémoire de maîtrise, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/927/

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: PolyPublie URL:	https://publications.polymtl.ca/927/
Directeurs de recherche: Advisors:	Nicolas Godbout, & Suzanne Lacroix
Programme: Program:	Génie physique

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal

https://publications.polymtl.ca

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

SOURCE LASER ACCORDABLE FONDÉE SUR LA GÉNÉRATION DE SUPERCONTINUUM DANS UNE FIBRE MICROSTRUCTURÉE

PHILIPPE RICHELET
DÉPARTEMENT DE GÉNIE PHYSIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE PHYSIQUE)
AOÛT 2012

© Philippe Richelet, 2012.

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

SOURCE LASER ACCORDABLE FONDÉE SUR LA GÉNÉRATION DE SUPERCONTINUUM DANS UNE FIBRE MICROSTRUCTURÉE

présenté par : RICHELET Philippe
en vue de l'obtention du diplôme de Maîtrise ès sciences appliquées
a été dument accepté par le jury d'examen constitué de :

M. FRANCŒUR Sébastien, Ph.D., président
M. GODBOUT Nicolas, Ph.D., membre et directeur de recherche
Mme. LACROIX Suzanne, D.Sc., membre et codirectrice de recherche
M. DAIGLE Olivier, Ph.D., membre

La vie, c'est comme une bicyclette,
il faut avancer pour ne pas perdre l'équilibre.
A. Einstein

Remerciements

J'aimerais remercier mes co-directeurs, soit les professeurs Suzanne Lacroix et Nicolas Godbout. Ils ont tous deux su me donner de conseils judicieux et la liberté dont j'avais besoin. L'équipe qu'ils ont formée et dirigée me fut aussi d'une grande aide. Un grand merci à Jean-Simon Corbeil, avec qui les discussions étaient toujours plaisantes et fructueuses. Merci aussi pour tes conseils, ton savoir faire en électronique, au laboratoire et en informatique. Merci aussi pour ta bonne humeur. Merci à Wendy-Julie Madore, qui m'a confié plusieurs projets parascolaires de vulgarisation et sans qui je n'aurais pas autant élargi mon réseau de contacts. À Mikaël Leduc, un technicien hors-pair, un grand remerciement pour son savoir-faire, ses conseils et sa grande patience. Je tiens aussi à remercier particulièrement celui qui a su me mettre au défis tout au long de mes études. Merci Stéphane Virally de m'avoir poussé à me surpasser. Merci aussi de m'avoir laissé gagner quelques parties d'échecs.

À toute l'équipe de *Photon etc.*, un grand merci. Je vous suis très reconnaissant ; particulièrement à Sébastien Blais-Oullette et Daniel Gagnon, qui m'ont écouté, encouragé et donné la chance de travailler sur un projet aussi riche qu'intéressant.

Résumé

Nous démontrons la possibilité de rendre les sources laser accordable fondées sur la génération de supercontinuum (SC) dans les fibres microstructurées plus efficaces que celle actuellement sur le marché. Bien qu'elles soient déjà plus avantageuses du fait quelles ne nécessitent pas de refroidissement, soient compactes et puissent opérer sur une large plage de longueur d'onde, elles sont présentement fondées sur un mécanisme où la majeure partie de la lumière est perdue. Une fois le SC généré dans une fibre à cristaux photoniques, il est dirigé vers un élément sélectif qui en éjecte une fraction de puissance à la longueur d'onde sélectionnée. Le reste du SC n'est pas réutilisé et donc perdu, ce qui rend de telles sources relativement peu efficaces.

A l'aide d'un mécanisme de recirculation de la lumière normalement perdue, nous montrons la possibilités d'augmenter l'efficacité d'une telle source de 23%. C'est en réinjectant le SC auquel nous avons prélevé une fraction de puissance autour d'une longueur d'onde donnée dans la fibre l'ayant créé que le spectre du SC se « rebouche » par effets nonlinéaires. Les mécanismes qui élargissent le spectre de la pompe permettent de prélever de la puissance au SC pour la redistribuer à la longueur d'onde d'intérêt.

Une pompe à 1064 nm est couplée (par un réseau de Bragg en volume) à une fibre microstructurée dont le zéro de dispersion est située entre 1 et 1.06 μm pour générer un SC plat entre 1 et 1.7 μm. La longueur d'onde d'intérêt est ensuite éjectée par un second réseau de Bragg en volume. Le reste du SC passe à travers le premier réseau (qui extrait la pompe de la même manière qu'il l'avait préalablement injectée dans la cavité) et est dirigé vers la face d'entrée de la fibre. Une fois recouplé à la fibre, il génère un gain nonlinéaire à la longueur d'onde d'intérêt, rendant la source plus efficace par design que les sources pour lesquelles il n'y a pas de cavité.

Abstract

We investigate the possibility to recycle the supercontinuum (SC) generated by a photonic crystal fiber (PCF) to increase the efficiency of actual SC based laser sources. We demonstrate that by recycling the SC, one can convert power from the broad spectrum to the selected wavelength, increasing the laser source efficiency.

The pump laser is injected into the loop by a volume Bragg grating (VBG) and then coupled to the PCF fiber. This solid core fiber broadens the pump spectrum into a SC, from which a wavelength is selected and extracted out of the loop by a second VBG. The remaining light is transmitted and recoupled to the fiber.

The remaining SC spectrum, in which there is now a "hole", is then flattened by the same mechanism that created it, giving rise to a net increase in optical output power at the desired wavelength.

The gain of such a mechanism is actually shown to reach 23% at certain wavelength when a 1064 nm pump is broaden by a PCF with a zero dispersion wavelength between 1 and 1.06 μm.

Table des matières

Dédicace iii

Remerciements iv

Résumé v

Abstract vi

Table des matières vii

Liste des tableaux x

Liste des figures xi

Liste des annexes xvi

Liste des sigles et abréviations xvii

Notations utilisées xviii

Chapitre 1 INTRODUCTION 1
1.1 Mise en contexte 1
1.2 Objectifs de la recherche 3
1.2.1 Applications 3
1.3 Définitions 3
1.3.1 Fibres microstructurées 3
1.3.2 Effets nonlinéaires 4
1.3.3 Supercontinuum 5

Chapitre 2 CALCULS PRÉLIMINAIRES 6
2.1 Introduction 6
2.2 Choix des éléments 6
2.2.1 Schéma de la source 6
2.2.2 Laser de pompe et FCP 6
2.2.3 Réseau de Bragg en volume : éléments sélectifs 7
2.3 Couplage de la pompe 9

2.3.1 Caractérisation du mode fondamental de la fibre T62-I 9
2.3.2 Choix des lentilles 11
2.3.3 Intégrale de recouvrement 13
2.3.4 Analyse numérique du recouvrement 14
2.3.5 Mesures expérimentales 17
2.4 Seuil de gain 18
2.5 Gain théorique 20
2.5.1 Gain linéaire 20
2.5.2 Gain nonlinéaire 22

Chapitre 3 PARABOLE HORS-AXE : COLLIMATEUR ACHROMATIQUE 24
3.1 Design du miroir FOAP 24
3.2 Les chemins de Feynman pour le FOAP 26
3.3 Comparaison avec le FOAP de *Thorlabs* 28
3.4 Amélioration du FOAP 30

Chapitre 4 GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM DANS LES FIBRES MICRO-STRUCTURÉES 32
4.1 Introduction 32
4.1.1 Effets nonlinéaires 32
4.2 Génération du supercontinuum dans la fibre T62-I 35
4.2.1 Évolution du spectre en fonction de la puissance 36
4.2.2 Évolution du spectre en fonction de la polarisation 37

Chapitre 5 SOURCE LASER ACCORDABLE 42
5.1 Design et caractérisation de la cavité 42
5.1.1 Source laser fondée sur la GSH dans un cristal de KTP en cavité non microstructurée 42
5.1.2 Gain par recyclage 44
5.2 Remplissage du SC : gain nonlinéaire 48
5.2.1 Montage expérimental et manipulation 48
5.2.2 Mesure du gain nonlinéaire 49
5.2.3 Gain de pompe dans la deuxième fibre 53
5.3 Source accordable 55

Chapitre 6 CONCLUSION 59
6.1 Synthèse des travaux 59

6.2 Améliorations futures 60

Bibliographie 62

Annexes 64

Liste des tableaux

TABLEAU 2.1 Largeurs à mi-hauteur des axes de la gaussienne recouvrant le mieux le profil du mode LP_{01} de la fibre T62-I selon la polarisation de ce dernier. 10

TABLEAU 2.2 Tableau sommaire des lentilles de collimation correspondantes aux objectifs d'injection. 18

TABLEAU 5.1 Paramètre nonlinéaire effectif de la génération de second harmonique dans le cristal de KTP utilisé. Les puissance mesurées sont des puissances moyennes, alors que le calcul rigoureux se fait en terme des puissances crêtes. 44

TABLEAU 5.2 Pertes optiques et taux de couplage mesurés en différents endroits le long du montage expérimental (voir la figure 5.1) pour une fibre optique SMF-28 de 0,8 m et efficacité des filtres interférentiels utilisés pour le filtrage spectral. 46

TABLEAU 5.3 Puissances mesurées expérimentalement avec et sans recyclage pour une fibre unimodale à 1064 nm de 1 m ainsi que l'écart-type enregistré pour chaque puissance moyenne. 46

TABLEAU 5.4 Puissances mesurées expérimentalement avec et sans recyclage pour une fibre SMF-28 de 1 m ainsi que l'écart-type enregistré pour chaque puissance moyenne. 47

TABLEAU 5.5 Mesure approximative du gain nonlinéaire mesuré expérimentalement à différentes longueurs d'onde. 50

TABLEAU B.1 Teem Photonics Modèle PNP-005025-040. 67

TABLEAU B.2 Teem Photonics Modèle SNP-08E-100. 67

TABLEAU B.3 Objectif de microscope 40X JIS d'Edmund Optics (NT30-048). 68

TABLEAU B.4 Objectif de microscope 60X JIS d'Edmund Optics (NT30-049). 68

TABLEAU E.1 Indices de réfraction de chacun des axes du cristal de KTP pour la longueur d'onde de la pompe (1064 nm) et celle de SH (532 nm). . . 77

TABLEAU E.2 Paramètre utiles au calcul de $\chi^{(2)}_{\text{eff}}$, ainsi que les résultats du calcul. . . 79

Liste des figures

FIGURE 1.1 Image de la coupe transverse d'une fibre microstructurée obtenue à l'aide d'un microscope à balayage électronique. *Fibre fabriquée par l'institut IRCICA de l'Université de Lille 1.* 4

FIGURE 2.1 Schéma de la source accordable fondée sur la génération de SC dans une FCP avec recirculation en configuration annulaire. FCP ; fibre à cristaux photoniques, RBT ; réseau de Bragg en transmission à λ_s, RBR ; réseau de Bragg en réflexion à $\lambda_p = 1064$ nm. Les traits pointillés rouge, bleu et jaune représentent respectivement le faisceau de pompe à 1064 nm, le faisceau sélectionné à λ_s éjecté de la source et le SC. . . 7

FIGURE 2.2 Schéma de principe distinguant les réseaux de Bragg en réflexion (RBR) et en transmission (RBT). 8

FIGURE 2.3 Propagation du faisceau entre le laser et la fibre. Chaque segment est représenté par une matrice 2x2 : P_1, L_1, P_2, L_2 et P_3. Les tailles de ceinture sont identifiées par les w, les distances de propagation par f_f, f_l et d où les focales des lentilles sont f_f et f_l. 9

FIGURE 2.4 Coupe transversale du cœur de la fibre T62-I. L'axe rapide X est l'axe selon lequel se trouvent les gros trous. *Fibre fabriquée par l'institut IRCICA de l'Université de Lille 1.* 10

FIGURE 2.5 Amplitude du champ électrique du mode LP_{01} polarisé selon Y, l'axe lent de la fibre T62-I. 11

FIGURE 2.6 Schématisation du recouvrement (section bleue) entre deux fonctions. 14

FIGURE 2.7 Mode LP_{01} de la fibre T62-I (lignes rouges au sommet plus élevé) et le mode laser qui le recouvre le mieux. 15

FIGURE 2.8 Recouvrement théorique entre le mode LP_{01} (approximé par une gaussienne asymétrique de taille $\sigma_x = 1{,}01$ μm et $\sigma_y = 1{,}75$ μm) et un mode gaussien circulaire en fonction de la taille de ceinture de ce dernier. . 16

FIGURE 2.9 Recouvrement scalaire théorique entre le mode de la fibre T62-I modélisé par une gaussienne de taille $\sigma_x = 1{,}01$ μm et $\sigma_y = 1{,}75$ μm avec le même mode tourné d'un angle θ. 17

FIGURE 2.10 Configuration annulaire schématisée où P_T est la puissance totale éjectée de la cavité ; P_0 est la puissance injectée dans la cavité ; p_a et p_b sont respectivement les pertes avant et après éjection ; α est la fraction de puissance éjectée à chaque tour ; RBR et RBT sont respectivement un réseau de Bragg en volume par réflexion et un réseau de Bragg en volume par transmission. 21

FIGURE 3.1 Miroir parabolique hors axe (FOAP) tel que conçu par *Photon etc.* La lentille est faite de silice fondue et sa surface parabolique est enduite d'un revêtement d'argent. La focale de la parabole est de 10 mm et les coordonnées du foyer sont F=(0, -10). *Les dimensions sont en mm.* . 25

FIGURE 3.2 Intensité normalisée (a-d) sur un plan image positionnée à différente distance du sommet du FOAP pour un faisceau de 1.37 μm de ceinture à 1064 nm en sortie de la fibre. Phase relative (e) sur le plan image situé à 75 mm du FOAP. 27

FIGURE 3.3 Collimateur réfléchissant parabolique de *Thorlabs*. La surface réfléchissante (section grise) est découpée d'une parabole de focale $f = 7{,}5$ mm. . . 28

FIGURE 3.4 Section utile des FOAP de *Photon etc.* et de *Thorlabs*. La section utile du paraboloïde de *Thorlabs* est plus près de son sommet, ce qui a pour effet de moins déformer le faisceau. 29

FIGURE 3.5 Image prise par une caméra CCD du faisceau en sortie du FOAP de Photon etc. à 10 cm (a) et à 1 m (b) de ce dernier à 600 nm. Les images ont été traitées numériquement afin de faire ressortir leur forme qualitative. 30

FIGURE 3.6 Alignement symétrique et anti-symétrique des miroirs parabolique de *Thorlabs* pour déterminer le couplage fibre-à-fibre expérimental entre deux SMF-28 de *Corning*. En configuration symétrique le couplage est de 66%, alors qu'en configuration antisymétrique il est de 62%. 31

FIGURE 3.7 Fonctionnement d'un objectif en réflexion de type Cassegrain. Les faisceaux (pointillés rouges) sont réfléchis par le miroir parabolique M sur la surface S qui les focalise en sortie de l'objectif. 31

FIGURE 4.1 Spectre de l'évolution du supercontinuum pour différentes puissances moyenne de tout le supercontinuum mesurées thermiquement. Les puissances sont de : 0,33, 0,50, 0,70, 0,94, 1,20, 1,30, 1,40, 1,50, 1,70, 1,80, 2,00, 5,00 et 7,5 mW. 38

FIGURE 4.2 Largeur du supercontinuum mesurée en nm entre la longueur d'onde de pompe et celle pour laquelle la puissance est de -50 dBm en fonction de la puissance du SC pour la fibre T62-I de 8 m. Le couplage de la pompe dans la fibre est d'environ 30%. 39
FIGURE 4.3 SC produit par la fibre T62-I de 10 m à différentes puissances de pompe pour différentes polarisations. OX(Y) : la polarisation de la pompe est en X(Y) et la mesure du SC généré est faite selon la polarisation orthogonale Y(X) ; CX(Y) : la polarisation de la pompe est en X(Y) et la mesure du SC généré est faite selon la même polarisation X(Y). . . 40
FIGURE 4.4 SC mesuré selon une polarisation colinéaire à la pompe (courbes bleues et noires) et orthogonale à la pompe (courbes rouges et vertes) pour différentes puissances de SC. 41
FIGURE 5.1 Montage expérimental utilisé pour mesurer le gain par recirculation à $\lambda_f = 532$ nm obtenue par GSH dans un cristal de KTP. NF-1064 : filtre éliminant la pompe à 1064 nm sur une plage de 10 nm ; FL-1064 : filtre passe-bande qui laisse passer uniquement la pompe sur une plage de 10 nm. 43
FIGURE 5.2 Montage expérimental. Le réseau de Bragg tourne sur son axe pour sélectionner la longueur d'onde résonnante. Le Bragg est optimisé à 810 nm, mais offre une transmission à 60% environ autour de la pompe. 49
FIGURE 5.3 Spectres montrant un rebouchage par effets nonlinéaire du creux créé par un RBT à 1150 nm. En bleu, la courbe à l'entrée et en rouge, la courbe à la sortie de la seconde fibre. 50
FIGURE 5.4 Spectres montrant un rebouchage par effets nonlinéaire du creux créé par un RBT à 1200 nm. En bleu, la courbe à l'entrée et en rouge, la courbe à la sortie de la seconde fibre. 51
FIGURE 5.5 Spectres montrant un rebouchage par effets nonlinéaire du creux créé par un RBT à 1250 nm. En bleu, la courbe à l'entrée et en rouge, la courbe à la sortie de la seconde fibre. 52
FIGURE 5.6 Spectres à la sortie de la seconde fibre lorsque le RBT extrait une fraction du SC à 1200 nm, auquel a été soustrait le spectre toujours à la sortie de la seconde fibre, mais sans la présence du RBT (référence). La courbe noire représente le cas où la pompe est éliminée à l'entrée de la seconde fibre et la courbe rouge représente le cas où la pompe n'est pas éliminée. 54

FIGURE 5.7 Montage expérimental servant à démontrer le fonctionnement de la source accordable fondée sur la GSC dans une FCP avec recirculation. 56

FIGURE 5.8 À gauche : Mesure des puissances à $\lambda = 1\,022{,}48$ nm avec et sans recyclage en fonction de l'angle de la lame demi-onde qui tourne la polarisation de la pompe. À droite : Mesure du gain à 1 022,48 nm en fonction de l'angle de la lame demi-onde. 56

FIGURE 5.9 Gain mesuré en fonction de l'angle de la lame demi-onde à l'entrée de la fibre pour les longueurs d'onde 1 022,48 nm et 1 017,36 nm. 57

FIGURE 5.10 Gain mesuré pour différentes longueurs d'onde pour un angle de 60° sur la lame demi-onde. 58

FIGURE A.1 Montage d'injection d'un faisceau laser dans une fibre optique utilisant une lumière rasante. 65

FIGURE A.2 Projection de la coupe de la fibre T62-I obtenue par éclairage en lumière rasante sur un plan placé après un iris. On place la fibre de façon à ce que l'image de son cœur soit au centre de l'iris, par où passe le faisceau laser à injecter. 65

FIGURE A.3 Support à fibre optique de Thorlabs dont la section supérieure du serre-joint est faite de plastique blanc et permet de diffuser la lumière blanche dans la fibre de façon à ce que l'image de la fibre (voir la figure A.2) soit facile à obtenir et d'une intensité appréciable. *Image tirée du site internet de Thorlabs (consulté en juillet 2012).* 66

FIGURE C.1 Schématisation d'un réseau de Bragg en volume. $\vec{k}_i$; vecteur d'onde du faisceau incident, θ_i ; angle d'incidence, $\vec{k}_B$; verteur d'onde du réseau de Bragg, Λ ; pas du réseau, t ; épaisseur du réseau, θ_m ; angle d'incidence (réfracté) dans le matériaux, θ_m^* ; angle utile du réseau, $\vec{k}_d$; vecteur d'onde du faisceau dévié. 70

FIGURE D.1 (a) Fibre microstructurée dont la fenêtre, réalisée par la fusion / clivage d'une fibre sans cœur, est de taille idéale – diminuant considérablement la densité de puissance à l'entrée de la fibre. (b) Fenêtrage pour lequel le faisceau est gêné par la fenêtre trop longue. 74

FIGURE D.2 Fibre microstructurée T62-I fenêtrée à l'aide d'une fusionneuse *Vytran* (fusionneuse à filament). Les trous de maintient de la polarisation restent dans les deux cas visibles sur une longueur d'environ 60 μm à gauche et 100 μm à droite. Les fenêtres font 60 μm $\pm$ 10 μm à gauche et 135 μm $\pm$ 10 μm à droite. 75

FIGURE E.1 Définition des angles de coupe du cristal non-linéaire de KTP. θ est l'angle entre la direction de propagation dans le référentiel du laboratoire et l'axe z du cristal. 76
FIGURE E.2 Intensité normalisée de SH et de la pompe en fonction de l'angle de la lame demi-onde (deux fois plus faible que celui de la polarisation de la pompe θ). 79

Liste des annexes

Annexe A TECHNIQUE D'ALIGNEMENT PRÉLIMINAIRE D'UNE FIBRE PAR LUMIÈRE RASANTE 64

Annexe B ÉQUIPEMENT 67

Annexe C RÉSEAU DE BRAGG EN VOLUME 69

Annexe D FENÊTRAGE DE LA FIBRE MICROSTRUCTURÉE 73

Annexe E GSH DANS LE CRISTAL DE KTP 76

Liste des sigles et abréviations

AMP	Auto-Modulation de Phase
BBO	Beta Barium Borate (beta-BaB2O4)
BK7	Verre de Borosilicates de type crown
BPI	Bande Photonique Interdite
DRS	Diffusion Raman Stimulée
EM	Électromagnétique
FCP	Fibre à Cristaux Photoniques
GSC	Génération de Supercontinuum
GSH	Génération de Second Harmonique
IR	Infrarouge
KTP	Titanyl Phosphate de Potassium (KTiOPO4)
MP	Maintien de Polarisation
MQO	Mélange à Quatre Ondes
MTO	Mélange à Trois Ondes
O.N.	Ouverture numérique
OSA	*Optical Spectrum Analyser* (analyseur de spectre optique)
PCF	*Photonic Cristal Fiber*
RBR	Réseau de Bragg en volume par Réflexion
RBT	Réseau de Bragg en volume par Transmission
SC	Supercontinuum
TPM	Tube Photo-Multiplicateur
UV	Ultraviolet
VBG	*Volume Bragg grating*
VIS	Visible
ZD	Zéro de dispersion

Notations utilisées

α_{λ_1}	Fraction de puissance ou efficacité du RBV à la longueur d'onde λ_1.
β	Nombre d'onde effectif, tenant compte de l'indice de réfraction.
χ^i	Susceptibilité d'ordre i.
ϵ_0	Permittivité du vide.
γ	Gain nonlinéaire à la longueur d'onde d'intérêt.
Γ	Paramètre nonlinéaire.
λ	Longueur d'onde.
ϕ_{NL}	Phase nonlinéaire.
ρ	Paramètre nonlinéaire effectif.
σ_i	Taille de ceinture du mode gaussien modélisant le mode LP_{01} de la fibre T62-I.
d	Distance entre les lentilles de collimation du laser et d'injection dans la fibre.
E	Champ électrique.
f_f	Focale de la lentille d'injection dans la fibre (objectif de microscope).
f_l	Focale de la lentille de collimation du faisceau laser.
G	Gain de puissance de la source en configuration où il y a recyclage.
k	Nombre d'onde.
n	Indice de réfraction.
p_a	Pertes de puissance optiques avant l'éjection de la longueur d'onde d'intérêt.
p_b	Pertes de puissance optiques après l'éjection.
P	Polarisation.
P_e	Puissance éjectée.
P_0	Puissance initiale.
P_T	Puissance totale éjecté de la source.
q_a	Pertes de puissance optiques avant l'éjection.
$Q(z)$	Rayon de courbure complexe d'un faisceau gaussien.
R	Rayon de courbure réel d'un faisceau gaussien.
U	Amplitude normalisée d'une onde.
w_i	Taille de ceinture du mode LP_{01} de la fibre T62-I selon l'axe propre i.
w_l	Taille de ceinture minimal du faisceau laser de pompe.
w_f	Taille de ceinture minimal du faisceau laser à la face de la fibre.
X	Petit axe et axe rapide de la fibre T62-I.
Y	Grand axe et axe lent de la fibre T62-I.
z_R	Longueur de Rayleigh.

Chapitre 1

INTRODUCTION

Bien qu'il existe plusieurs façons de concevoir une source laser accordable, aucune ne permet à la fois une dissipation simple de la chaleur, une plage d'accordabilité dépassant les 80 nm, un format compact et une facilité d'opération, comme le font celles fondées sur un supercontinuum dans une fibre optique. La source conçue par la collaboration entre *Photon etc.* et le *Laboratoire des fibres optiques* promet de rendre une telle source plus efficace de par son design.

Afin que toutes les qualités des sources conventionnelles fondées sur la génération de supercontinuum dans une fibre optique persistent, le principe de fonctionnement ne fut pas fondamentalement modifié, mais une judicieuse astuce permettant de recycler la lumière conventionnellement perdue fut élaborée, permettant un gain de puissance à la longueur d'onde voulue.

Nous présentons donc ici tout le travail de conception, d'analyse théorique, de caractérisation ainsi que le savoir-faire développé au cours d'une maîtrise. Le projet ne représentait pas un énorme défi théorique, mais plutôt un défi technique qui demandait de trouver des solutions créatives aux diverses embûches rencontrées.

1.1 Mise en contexte

De plus en plus de domaines en technologie et en recherche utilisent des lasers. Mentionnons seulement les télécommunications, les procédés par laser et l'imagerie médicale. Ces domaines utilisent différents lasers pour différentes tâches et en possèdent pour la plupart plus d'un ; pour couvrir différentes longueurs d'onde, différents régimes de fonctionnement et différentes puissances. Chaque paramètre du laser définit en quelque sorte sa gamme d'application ; les télécommunications codent l'information sur différentes longueurs d'onde dans la région du proche infrarouge du spectre pour minimiser l'absorption de puissance le long de la fibre optique de silice ; les procédés laser requièrent généralement une grande puissance ; l'imagerie médicale utilise la « fenêtre optique » des tissus biologiques qui se situe dans le proche infrarouge et utilise aussi la lumière visible. Cette dernière application utilise un large spectre car, comme la spectroscopie, l'imagerie utilise les bandes d'absorption des différentes molécules pour recréer une image ; une sorte de cartographie des propriétés op-

tiques à l'intérieur des tissus. Ce champ d'application (imagerie, spectroscopie et détection) nécessite donc d'avoir accès à une large gamme de longueurs d'onde.

L'objectif du projet est donc de concevoir et de réaliser une source laser accordable sur une large bande de longueurs d'onde. Aussi, à des fins de manipulations, les appareils utilisant les rayons laser sont de plus en plus fibrés (laser couplé dans une fibre optique) et le projet va en ce sens. La technologie choisie consiste à utiliser un laser de longueur d'onde fixe (laser de pompe) et d'élargir son spectre par effets nonlinéaires créant ainsi notre large bande. Cet effet d'élargissement s'appelle la génération de supercontinuum (GSC). Une fois l'élargissement voulu atteint, on sélectionne à l'aide d'un filtre accordable la longueur d'onde que l'on désire utiliser.

Les sources à supercontinuum (SC) actuelles sont ainsi basées sur l'élargissement nonlinéaire du spectre d'un laser de pompe [1]. Les sources accordables utilisant les SC utilisent une configuration simple de filtrage en longueur d'onde du spectre de sortie. Ainsi, le filtre accordable ne sélectionne qu'une petite portion du large spectre généré et rejette la majeure partie de l'énergie ; ce qui les rend très peu efficaces. Le projet consiste à développer une source laser accordable basée sur la génération de supercontinuum qui permet de recycler la partie restante du spectre pour en augmenter l'efficacité. L'idée est de générer le supercontinuum dans une fibre optique microstructurée et de réinjecter la portion du spectre restante, une fois la longueur d'onde utilisée éjectée de la cavité, dans cette dernière, soit dans la même fibre. Recycler ainsi la majorité de la lumière, doit augmenter l'efficacité des sources accordables actuelles. C'est ce que démontre le travail présenté dans ce mémoire.

1.2 Objectifs de la recherche

La réalisation dépend de quatre objectifs clés qui ont conditionné l'avancement du projet à l'étape ou objectif suivant. En d'autres mots, les étapes ne peuvaient pas être réalisées en parallèle. L'étape finale, non mentionnée ici, consiste en l'assemblage final du prototype. Les quatre étapes clés sont les suivantes :

1. Sélection de la fibre microstructurée et du laser de pompe optimisant le supercontinuum et comparaison du régime laser pulsé au régime quasi continu.
2. Optimisation du design de la cavité. Comparaison de la configuration linéaire et de la configuration circulaire et minimisation des pertes.
3. Assemblage préliminaire de la cavité sans sélection de fréquence. Comparaison de l'efficacité de conversion avec les sources existantes (sans recyclage).
4. Optimisation du design de la cavité et implémentation du filtre sélectif en longueur d'onde. Comparaison des résultats avec les prévisions théoriques.

1.2.1 Applications

Au terme de ce projet, il est clair que l'idée originale proposée par *Photon etc.*, de développer une source accordable fondée sur la génération de supercontinuum plus efficace que les sources actuelles, est très prometteuse. Ainsi, nous proposons aux utilisateurs de laser accordable une version toujours compacte et facile d'utilisation, mais plus performante par design. Notre source est donc un choix judicieux pour l'imagerie spectroscopique proche infrarouge, la tomographie par cohérence optique à balayage spectral, l'imagerie par fluorescence et l'imagerie hyperspectrale infrarouge.

Photon etc. a toujours offert des solutions novatrices aux domaines de l'imagerie de fine pointe et ce projet démontre encore une fois que *Photon etc.* est bien positionné pour aider le domaine de la santé et plus encore en offrant un tout nouveau produit.

1.3 Définitions

Afin de faciliter la lecture du présent mémoire, quelques termes et concepts sont définis d'emblée. Les sections suivantes présentent une description concise de trois termes clés.

1.3.1 Fibres microstructurées

Une fibre microstructurée est une fibre pour laquelle la gaine optique, le milieu d'indice plus faible, est faite d'une structure périodique de trous d'air à l'échelle micrométrique dans

de la silice pure (voir la figure 1.1). Son profil transverse est une matrice de trous dont le centre est fait soit de silice, soit d'air. Deux types de guidage de la lumière différencient les fibres microstructurées : le guidage par réflexion totale interne modifiée (l'indice de cœur est plus élevé que celui de la gaine optique) et le guidage par bande photonique interdite (BPI) (l'indice de cœur est plus faible).

Dans le premier cas (guidage dans la silice), la lumière est guidée de la même manière que dans les fibres conventionnelles, mais ici, c'est la structure air-silice de la gaine optique que l'on contrôle, plutôt que la concentration du cœur en dopant. En d'autres mots, au lieu d'augmenter l'indice du cœur, on diminue celui de la gaine.

Dans le cas du guidage par BPI, le cœur est soit fait de silice, dans la plupart des cas, soit fait d'air. Originalement, les fibres microstructurées ont été fabriquées pour exploiter leurs guidage par BPI [9] ; sans pertes et sans distorsion [2]. Le terme anglais *photonic cristal fiber* (PCF) est dérivé de ce guidage par bande photonique et on appelle fréquemment les fibres à microstructure des fibres à cristaux photoniques (FCP).

Les FCP ont l'avantage de faciliter la réalisation de profils d'indice complexes et permettent ainsi de contrôler aisément les paramètres de propagation de la lumière tels, en particulier, la dispersion (un paramètre crucial pour la génération de SC).

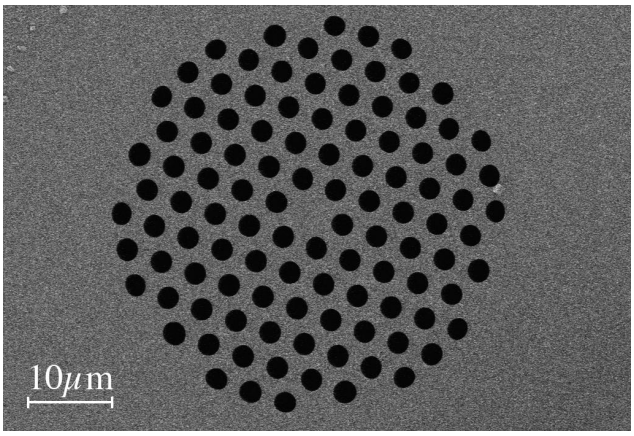


FIGURE 1.1 Image de la coupe transverse d'une fibre microstructurée obtenue à l'aide d'un microscope à balayage électronique. *Fibre fabriquée par l'institut IRCICA de l'Université de Lille 1.*

1.3.2 Effets nonlinéaires

De façon figurative, on peut définir la propagation d'un photon dans un milieu comme suit ; le photon est absorbé par le premier corps (atome) qu'il rencontre, puis ce dernier,

après un laps de temps très court, se désexcite vers son état initial en irradiant l'énergie en trop absorbée sous forme d'un nouveau photon. Lorsque ce processus est dit linéaire, le corps émet un photon à la même longueur d'onde que celui absorbé, alors que si le processus est nonlinéaire, le photon est émis à une autre longueur d'onde, soit avec plus ou moins d'énergie.

On dit que l'application d'un champ électrique à un matériau diélectrique force les constituants à se polariser. C'est le moment dipolaire total par unité de volume que l'on représente par cette polarisation. Cette dernière est linéairement proportionnelle au champ $\vec{E}$ appliqué si le matériau est dit linéaire et respecte la relation $\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E}$ (où ϵ_0 est la permittivité du vide et $\chi^{(i)}$ est la susceptibilité d'ordre i). Toutefois, lorsque le champ est très élevé ($> 10^7$ $\mathrm{V{\cdot}m^{-1}}$), la relation entre $\vec{P}$ et $\vec{E}$ dévie du comportement linéaire et la polarisation devient une fonction nonlinéaire de $\vec{E}$. Il est alors commode de développer P en terme de puissances de E et la polarisation s'exprime alors comme :

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E + \epsilon_0 \chi^{(2)} \vdots E^2 + \epsilon_0 \chi^{(3)} \vdots E^3 + \ldots \tag{1.1}$$

Les effets dits nonlinéaires sont décrits par le deuxième et troisième termes de l'expansion, voire des termes d'ordre plus élevés. Les effets nonlinéaires sont d'autant plus importants que le champ est puissant. Typiquement, une intensité optique de 10^6 $\mathrm{W{\cdot}cm^{-2}}$ est nécessaire pour que les effets nonlinéaires soient perceptibles — d'où l'utilisation de lasers.

1.3.3 Supercontinuum

L'évolution temporelle et spectrale d'une impulsion dans une fibre est affectée par divers paramètres et processus. Autant ces processus peuvent être classés en deux catégories (les processus linéaires et nonlinéaires), autant ils peuvent tous affecter l'impulsion. Des effets comme le mélange à quatre ondes, l'automodulation de phase et la diffusion Raman, mais aussi les propriétés dispersives de la fibre, peuvent enrichir le contenu spectral et temporel de l'impulsion en générant de nouvelles longueurs d'onde. Lorsque l'impulsion est suffisamment puissante, son spectre peut être élargi jusqu'à couvrir une plage excédant 100 THz.

Un élargissement aussi grand du spectre est appelé *génération de supercontinuum* et par extension, le mot supercontinuum réfère à un spectre élargi par une combinaison ou cascade d'effets linéaires et nonlinéaires sur une plage dépassant 100 THz. Le phénomène fut observé pour la première fois dans des solides et des gaz nonlinéaires vers 1970 et pour la première fois dans les fibres en 1976. Depuis, son application à la manufacture de sources pour l'imagerie et les télécommunications a stimulé la recherche visant sa compréhension et sa génération.

Chapitre 2

CALCULS PRÉLIMINAIRES

2.1 Introduction

Ce chapitre présente les diverses raisons et les calculs qui ont mené au choix définitif des éléments optiques, du laser et de la fibre. En particulier, on justifie le choix d'une FCP à maintien de polarisation (MP), on développe les calculs permettant d'optimiser le choix de lentilles de collimation du laser et de couplage à la FCP et on analyse le recouvrement théorique entre le mode du laser et celui de la fibre. Un modèle théorique de gain est ensuite développé et chacune des variables est déterminée expérimentalement.

2.2 Choix des éléments

2.2.1 Schéma de la source

La source envisagée couple un laser de pompe dans une FCP afin d'élargir par GSC son spectre. Le SC de sortie doit ensuite être collimé et dirigé vers un élément optique qui extrait une longueur d'onde spécifique. Le reste du SC est ensuite dirigé vers l'entrée de la fibre où il est recouplé à cette dernière. La figure 2.1 montre le schéma du montage envisagé.

2.2.2 Laser de pompe et FCP

Tout d'abord, il nous a fallu choisir un laser de pompe et une FCP. Étant donné qu'une des principales applications envisagées est l'imagerie médicale, il est commode de sélectionner un couple laser / fibre pour lequel le SC généré est plat dans la portion infrarouge (IR) ou visible (VIS) du spectre électromagnétique (EM).

Pour cette raison, un laser de pompe qui opère dans l'IR et une FCP dont la longueur d'onde de dispersion-zéro (appelée par extension le *zéro de dispersion* (ZD)) se situe légèrement en dessous de la longueur d'onde du laser fut choisi (voir la section 4.1.1 pour plus de détail sur la GSC). Le laser est un microchip YAG pulsé à 1064 nm, offrant une grande puissance à un coût raisonnable (voir annexe B). La fibre sélectionnée (voir la section 2.3.1), conçue à l'Université de Lille, possède un ZD entre 1 et 1,06 μm et génère un SC blanc (donc

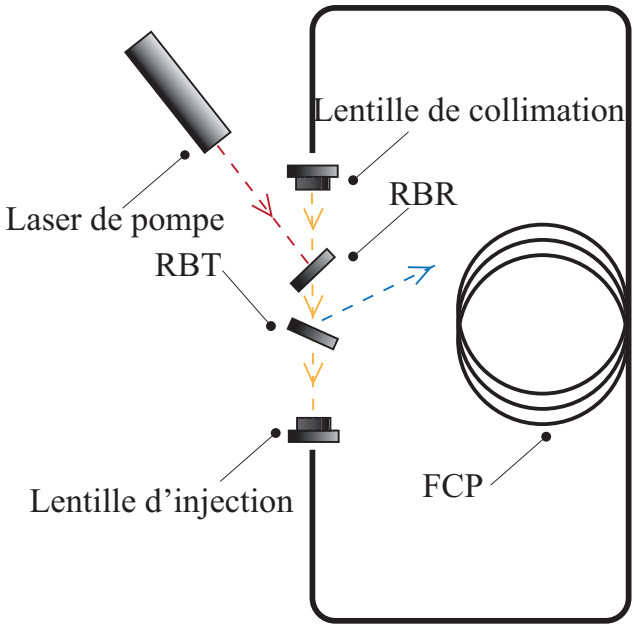


FIGURE 2.1 Schéma de la source accordable fondée sur la génération de SC dans une FCP avec recirculation en configuration annulaire. FCP ; fibre à cristaux photoniques, RBT ; réseau de Bragg en transmission à λ_s, RBR ; réseau de Bragg en réflexion à $\lambda_p = 1064$ nm. Les traits pointillés rouge, bleu et jaune représentent respectivement le faisceau de pompe à 1064 nm, le faisceau sélectionné à λ_s éjecté de la source et le SC.

sur toute la plage visible du spectre EM) et s'élargit à partir de la pompe vers les longueurs d'onde plus élevées pour recouvrir plus de 1000 nm.

Afin d'optimiser la GSC, il est important de minimiser les pertes lors du couplage de la pompe à la fibre. Cela se fait en maximisant le recouvrement des champs électriques entre le mode du faisceau laser et le mode fondamental de la fibre. On cherche la taille de ceinture du faisceau à la surface de la fibre qui maximise le couplage, c'est-à-dire le recouvrement avec le mode LP_{01} de la fibre.

Pour calculer le recouvrement (voir la sections 2.3.3) on doit connaître le profil du champ électrique dans la FCP et celui du laser à la face de la fibre. La taille du mode dans la fibre est donnée à la section 2.3.1 et celle du laser à la face de la fibre est modélisé en fonction du choix de lentilles à la section 2.3.2.

2.2.3 Réseau de Bragg en volume : éléments sélectifs

Les éléments sélectifs en longueur d'onde sont des réseaux de Bragg dits en volume. De tel éléments optiques permettent la réflexion par interférence constructive d'une certaine

longueur d'onde et leur principe est détaillé en annexe C. Il en existe deux types (voir la figure 2.2) :

1. ceux qui fonctionnent en réflexion (RBR) ; la longueur d'onde résonnante avec le réseau est réfléchie vers la source à un angle θ tel que $\theta < \pi/2$
2. ceux qui transmettent (RBT) la longueur d'onde résonnante de tel sorte que $\pi/2 \leq \theta < \pi$

Sachant que la longueur d'onde résonnante avec le réseau de Bragg d'injection de la pompe dans la cavité est aussi éjectée de cette dernière lors de son repassage, nous avons choisit un RBR. Ce type de réseau à l'avantage d'avoir une largeur de bande résonnante plus étroite et d'être plus sensible à l'angle d'incidence que les RBT. Ceci minimise la plage de longueur d'onde éjectée autour de la pompe lors du repassage.

À l'inverse, le réseau qui joue le rôle d'élément accordable est un RBR. Ces derniers sont moins sensibles à la polarisation et à l'angle d'incidence, facilitant le positionnement variable du filtre.

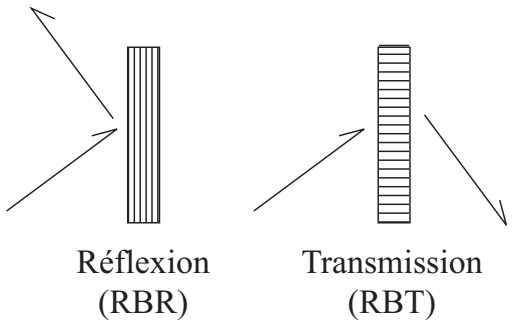


FIGURE 2.2 Schéma de principe distinguant les réseaux de Bragg en réflexion (RBR) et en transmission (RBT).

2.3 Couplage de la pompe

Pour optimiser le couplage d'un faisceau avec un guide d'onde, il est nécessaire de maximiser le recouvrement entre le profil du faisceau dans l'air et le mode dans la fibre. Ainsi, on choisit les lentilles de collimation du laser et de focalisation dans la fibre de façon à ce que la taille de ceinture du faisceau au foyer soit la même que la taille du mode dans la fibre (voir fig. 2.3). De façon pratique, on choisit une lentille d'injection qui pour une taille de mode dans la fibre donnée détermine la taille du faisceau collimé à l'entrée de la monture d'injection. Si le laser est divergent, on pourra choisir une seule lentille de collimation qui produira un faisceau de la bonne taille, sinon un doublet permettra d'ajuster sa taille.

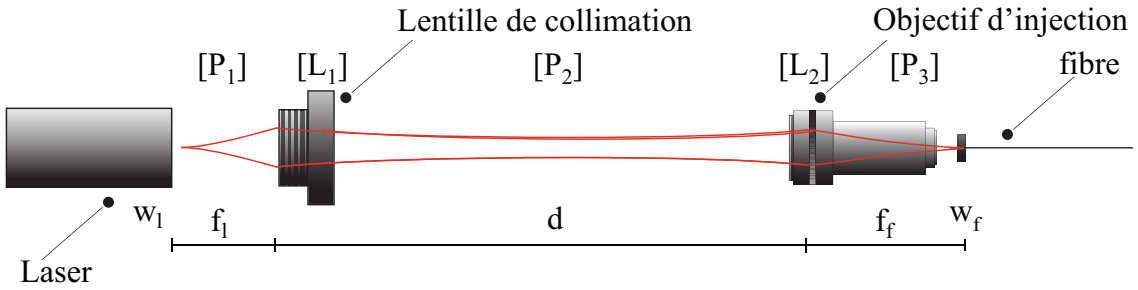


FIGURE 2.3 Propagation du faisceau entre le laser et la fibre. Chaque segment est représenté par une matrice 2x2 : P_1, L_1, P_2, L_2 et P_3. Les tailles de ceinture sont identifiées par les w, les distances de propagation par f_f, f_l et d où les focales des lentilles sont f_f et f_l.

La fibre microstructurée utilisée, appelée T62-I, possède un mode fondamental à symétrie non circulaire que l'on peut en première approximation décrire par une gaussienne asymétrique — avec deux tailles de ceintures. On propose de déterminer les lentilles qui optimisent le recouvrement du mode laser avec celui de la fibre sélectionnée. En utilisant l'optique gaussienne, on espère pouvoir déterminer les lentilles nécessaires à l'obtention d'un mode qui recouvre au maximum celui de la fibre choisie.

2.3.1 Caractérisation du mode fondamental de la fibre T62-I

La fibre T62-I, conçue à l'université de Lille, est une fibre microstructurée à MP. Afin d'obtenir deux axes propres d'indices de réfraction différents, une géométrie selon laquelle deux gros trous d'air forment l'axe rapide fut utilisée. Cet axe rapide est identifié comme l'axe X de la fibre (voir la figure 2.4).

Étant donné la géométrie complexe du guide d'onde, le mode fondamental ne peut être obtenu de façon analytique. Pour cette raison, le mode du champ électrique LP_{01} fut déterminé

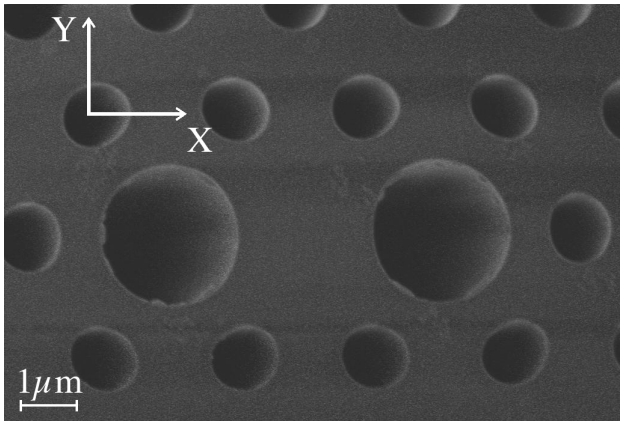


FIGURE 2.4 Coupe transversale du cœur de la fibre T62-I. L'axe rapide X est l'axe selon lequel se trouvent les gros trous. *Fibre fabriquée par l'institut IRCICA de l'Université de Lille 1.*

numériquement en utilisant la technique des éléments finis. Le logiciel COMSOL$^{\text{TM}}$ a permis, entre autres, de tracer la figure 2.5 qui représente l'amplitude du champ électrique du mode fondamental selon la polarisation Y (axe lent). Il est peu commode de travailler avec un mode aussi complexe et on le modélise par une gaussienne décrite par ses largeurs à $\frac{1}{e^2}$: w_x et w_y. Ces largeurs sont obtenues en trouvant la gaussienne élliptique qui recouvre le mieux le mode LP_{01} de la fibre (voir la section 2.3.3 plus bas) et sont données dans le tableau 2.1.

Les dimensions du grand axe et du petit axe étant légèrement différentes suivant que le mode soit polarisé selon X ou Y, nous avons choisi de le modéliser par un mode hybride à des fins de simplification. Le mode ainsi obtenu est une gaussienne élliptique de taille $w_x = 1{,}01$ μm et $w_y = 1{,}83$ μm. Étant donné que la GSC est plus efficace lorsque la pompe est polarisée selon un axe propre de la fibre, la taille selon l'axe rapide X est choisi comme étant sa largeur lorsque le mode est polarisé selon cet axe et inversement — choisissant ainsi les couples XX et YY au tableau 2.1.

TABLEAU 2.1 Largeurs à mi-hauteur des axes de la gaussienne recouvrant le mieux le profil du mode LP_{01} de la fibre T62-I selon la polarisation de ce dernier.

Axe du profil	polarisation du mode	w [μm]	Recouvrement [%]
X	X	1,01	99,66
X	Y	0,94	99,77
Y	X	1,75	99,66
Y	Y	1,83	99,77

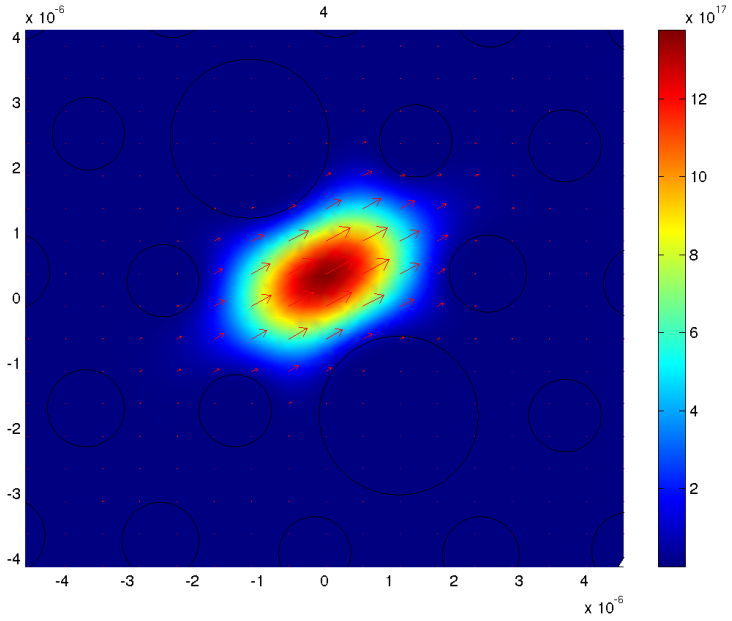


FIGURE 2.5 Amplitude du champ électrique du mode LP_{01} polarisé selon Y, l'axe lent de la fibre T62-I.

2.3.2 Choix des lentilles

Soit f_f la focale effective de la lentille d'injection, f_l la focale recherchée de la lentille de collimation, d la distance séparant les lentilles, w_f la taille du mode dans la fibre et w_l la taille du faisceau en sortie du laser (voir figure 2.3). Utilisant l'optique gaussienne, on trouve la relation entre les paramètres d'entrée (en sortie du laser avec la taille w_l) dans un système optique et de sortie (face de la fibre avec la taille w_f) suivante :

$$Q(z_f) = \frac{AQ(z_l) + B}{CQ(z_l) + D} \tag{2.1}$$

où $Q(z)$ est le rayon de courbure complexe de l'onde et où A, B, C et D sont les éléments de la matrice de transformation correspondante à la propagation du faisceau dans le milieu et dans les lentilles entre le laser et la fibre : la matrice ABCD du système.

Par définition,

$$\frac{1}{Q(z)} = \frac{1}{R} + \frac{1}{iz_R} \tag{2.2}$$

où R est le rayon de courbure réel du front d'onde et z_R la longueur de Rayleigh

$$z_R = \frac{kw_0^2}{2} \tag{2.3}$$

où w_0 est la taille de ceinture minimum du faisceau et $k = 2\pi/\lambda$ le nombre d'onde. Décrivons la propagation entre le laser et la lentille de collimation par la matrice P_1, la lentille elle-même par la matrice L_1, la propagation entre les deux lentilles par la matrice P_2, le passage dans l'objectif d'injection par la matrice L_2 et finalement la propagation avant d'entrer dans la fibre est représentée par la matrice P_3 ; ce qui donne :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = P_3 L_2 P_2 L_1 P_1 \tag{2.4}$$

$$= \begin{pmatrix} 1 & f_f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f_f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-1}{f_l} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f_l \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \tag{2.5}$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & f_f \\ \frac{-1}{f_f} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & f_l \\ \frac{-1}{f_l} & 0 \end{pmatrix} \tag{2.6}$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{-f_f}{f_l} & 0 \\ \frac{d-f_l-f_f}{f_f f_l} & \frac{-f_l}{f_f} \end{pmatrix} \tag{2.7}$$

Avec l'équation 2.1, on trouve

$$Q(z_f) = \frac{AQ(z_l)}{CQ(z_l) + D} \tag{2.8}$$

$$= \frac{\frac{-f_f}{f_l} Q(z_l)}{\frac{d-f_f-f_l}{f_f f_l} Q(z_l) - \frac{f_l}{f_f}} \tag{2.9}$$

Là où se fait l'étranglement maximal du faisceau, le rayon de courbure est infini et la partie réelle de Q disparait, ainsi la partie imaginaire de Q est alors égale à la longueur de Rayleigh z_R. De ce fait, on considère qu'à la sortie du laser $Q(z_l) = iz_l$. On a donc la relation

$$\frac{1}{Q(z_f)} = \frac{1}{R_f} + \frac{1}{iz_f} = \frac{CQ(z_l) + D}{AQ(z_l)} \tag{2.10}$$

$$\begin{cases} \frac{C}{A} & = \frac{1}{R_f} \\ \frac{D}{A} & = \left(\frac{z_l}{z_f}\right)^2 \end{cases} \tag{2.11}$$

où z_l est la longueur de Rayleigh du faisceau laser et z_f celle du mode dans la fibre.

Ayant choisi la focale d'injection, il reste à déterminer la focale de collimation, qui dicte la taille du faisceau entre les deux lentilles. Les équations 2.11 indiquent deux choses :

1. Pour que le rayon de courbure soit infini à la face de la fibre, la distance entre les lentilles d doit être égale à la somme des longueurs focales des lentilles : $d = f_f + f_l$.
2. Le rapport des focales est égal au rapport des tailles de ceintures correspondantes : $\frac{f_l}{f_f} = \frac{w_l}{w_f}$.

En pratique, pour obtenir une taille de ceinture de l'ordre du micron, on utilise de petite focales. De plus, la distance qui sépare les lentilles doit souvent être supérieure à la somme de leur focales, car on doit placer certains éléments optiques entre elles (par exemple des réseaux, des miroirs et des iris). Par contre, on optimise la distance de la fibre par rapport à la lentille d'injection (lentille de la fibre de focale f_f) et la distance entre le laser et la lentille de collimation de façon à obtenir le meilleur couplage. Par exemple, en avançant le laser, son image réelle produite par la lentille de collimation s'éloigne de cette dernière et se rapproche du point focal de la lentille d'injection.

Un objectif de microscope constitue un choix commun et judicieux de lentille d'injection. Ce dernier a l'avantage d'être conçu pour éliminer un maximum d'aberrations sphériques et chromatiques et pour avoir des focales effectives très courtes, soit de l'ordre du millimètre. Toutefois, ils sont composés de plusieurs lentilles elles-mêmes faites de verres différents, ce qui augmente les pertes par réflexion de Fresnel. De plus, ils sont généralement conçus pour le visible, diminuant les transmissions dans l'IR et ne sont pas achromatique. Typiquement, les objectifs de microscopes utilisés (voir l'Annexe B) engendrent des pertes de 13 à 18% à 1064 nm.

2.3.3 Intégrale de recouvrement

Le recouvrement de deux fonctions normalisées $E_1(x, y)$ et $E_2(x, y)$ (dans notre cas deux fonctions représentant l'amplitude du champ électrique) est défini comme le produit scalaire de ces deux fonctions (voir la figure 2.6).

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_1^* E_2 dxdy \tag{2.12}$$

L'intégrale 2.12 définit le taux de couplage théorique et maximum entre deux modes — le taux de couplage du faisceau laser à la fibre.

Dans le cas général d'une fibre à géométrie circulaire, le mode fondamental est décrit par des fonctions de Bessel, alors que dans l'air, le faisceau laser est décrit par une fonction gaussienne. Le recouvrement maximal d'une gaussienne avec une fonction de Bessel est inférieur

à 1, ce qui implique que le couplage ne sera jamais parfait et encore moins si la géométrie et donc le mode de la fibre sont plus complexe.

Pour optimiser le couplage du laser à la fibre, il faut d'abord déterminer la taille de ceinture désirée à la face de la fibre pour optimiser le recouvrement et ensuite choisir les lentilles qui permettent de produire ces ceintures.

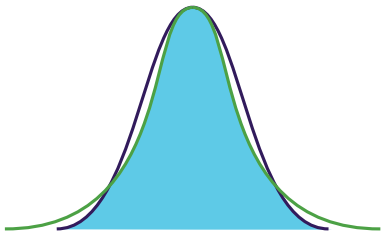


FIGURE 2.6 Schématisation du recouvrement (section bleue) entre deux fonctions.

2.3.4 Analyse numérique du recouvrement

Le profil en amplitude du champ électrique d'une gaussienne est décrit par l'équation suivante :

$$E(x,y) = A\exp\left[-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{(y-y_0)^2}{2\sigma_y^2}\right]\exp(-i\phi) \tag{2.13}$$

où A est l'amplitude maximale, ϕ la phase du champ, x_0 et y_0 sont les coordonnées centrales de la gaussienne et σ_x et σ_y sont les largeurs [1].

Dans le cas où la face de la fibre est placée exactement à la ceinture minimale du laser, son front d'onde est plat, ce qui implique que la fonction en cet endroit est équiphase et l'on pourra négliger le terme de phase $e^{-i\phi}$. Aussi, le mode LP_{01} est équiphase et le recouvrement peut se calculer sans tenir compte des phases.

Le calcul numérique du recouvrement se fait en découpant le mode en une matrice $N \times N$ où l'élément (i,j) représente l'amplitude du champ à la position (i,j). Cette matrice est ensuite mise au carré et normalisée (on normalise l'intensité). Le produit vectoriel est fait en multipliant l'élément E_1^{ij} à l'élément E_2^{ij}. L'intégrale analytique est substituée par une somme numérique sur tous les éléments (i,j) de la matrice obtenue par multiplication des champs.

De façon pratique, on voudra connaître le recouvrement de la pompe à la fibre ainsi que le recouvrement fibre à fibre du SC (lorsque le faisceau sortant de la fibre est recouplé à la

1. Les largeurs en $\frac{1}{e^2}$ du mode réel de la fibre sont représentées par les w_i, alors que celles du mode modélisé par une gaussienne elliptique le sont par les σ_i.

fibre l'ayant créé). Les sections suivantes exposent les résultats d'un calcul de recouvrement pour ces deux cas de figure : une pompe de faisceau gaussien symétrique couplé au mode LP_{01} de la fibre et le mode LP_{01} couplé à lui même selon l'angle entre les axes propres.

Recouvrement d'une gaussienne symétrique au mode LP_{01} de la fibre T62-I

La figure 2.7 représente le mode fondamental de la fibre (lignes rouges) ainsi que le mode à symétrie circulaire du faisceau laser qui recouvre le mieux ce dernier. Le recouvrement maximal est obtenu lorsque la taille du faisceau laser se trouve légèrement sous la moyenne des tailles du mode LP_{01} : $\sigma_{laser} < (w_x + w_y)/2$. Ainsi, la taille idéale du faisceau laser est $\sigma_{laser} = 1{,}37$ μm et son recouvrement avec le mode de la fibre vaut $R = 0{,}957\ 4$.

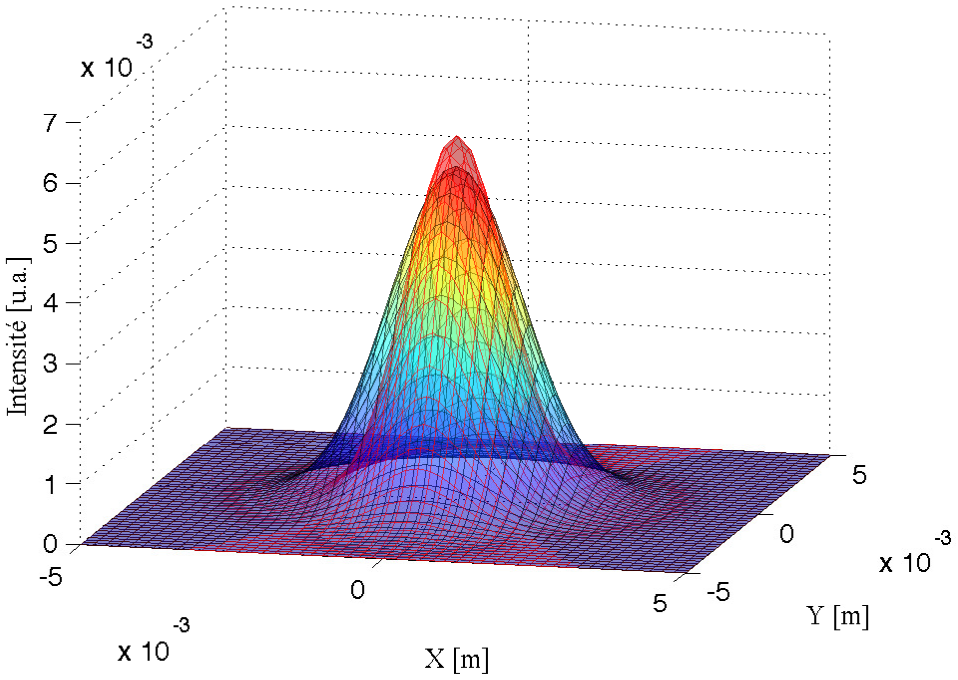


FIGURE 2.7 Mode LP_{01} de la fibre T62-I (lignes rouges au sommet plus élevé) et le mode laser qui le recouvre le mieux.

Recouvrement de deux gaussiennes élliptiques tournée d'un angle θ

Le recouvrement du mode laser et du mode LP_{01} de la fibre T62-I indique le couplage maximum de la pompe à la fibre. Or, un faible couplage peut être compensé par une augmentation de la puissance de pompe pour obtenir une puissance égale en sortie de fibre. Par

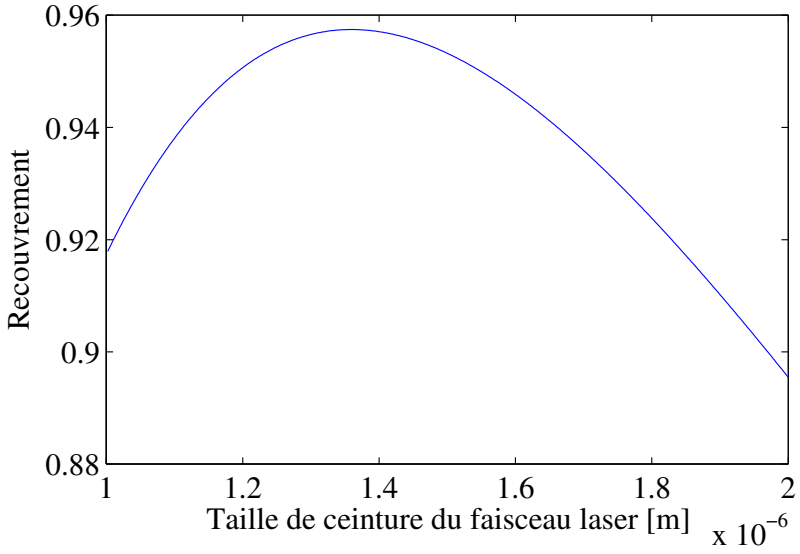


FIGURE 2.8 Recouvrement théorique entre le mode LP_{01} (approximé par une gaussienne asymétrique de taille $\sigma_x = 1{,}01$ μm et $\sigma_y = 1{,}75$ μm) et un mode gaussien circulaire en fonction de la taille de ceinture de ce dernier.

contre, dans la mesure où l'on désire recirculer le SC généré par la fibre afin d'obtenir un gain, le recouvrement se fait entre deux modes LP_{01} dont un peut être tourné par rapport à l'autre.

Ultimement, c'est le couplage fibre à fibre qui est le facteur limitant du gain total. À la section 2.4 ci-dessous, un modèle théorique du gain est décrit. Il est alors montré que le gain est dicté par les pertes le long de la cavité (voir l'équation 2.27). Simplement dit, le gain est déterminé par l'inverse des pertes totales le long du recyclage du SC.

Ainsi, le facteur ou paramètre clef dans l'expression du gain est la perte lors du couplage du SC à l'entrée de la fibre – le couplage fibre à fibre dont le mode est décrit à la section 2.3.1. La figure 2.9 montre le recouvrement théorique fibre à fibre du mode modélisé par une gaussienne elliptique d'équation 2.14 en fonction de l'angle entre les axes propres de cette dernière.

$$F(x,y) = A\exp\left\{-[a(x-x_0)^2 + 2b(x-x_0)(y-y_0) + c(y-y_0)^2]\right\} \tag{2.14}$$

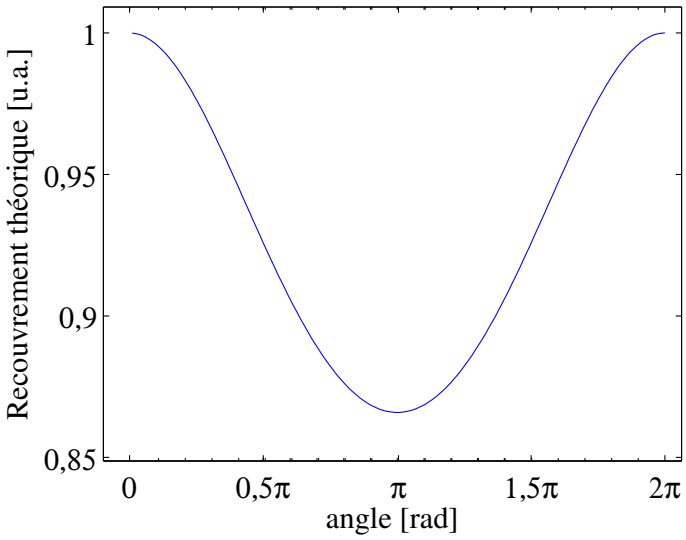


FIGURE 2.9 Recouvrement scalaire théorique entre le mode de la fibre T62-I modélisé par une gaussienne de taille $\sigma_x = 1{,}01$ μm et $\sigma_y = 1{,}75$ μm avec le même mode tourné d'un angle θ.

où A est l'amplitude maximale du champ et les paramètres a, b et c sont les suivants :

$$\begin{cases} a &= \frac{\cos^2\theta}{2\sigma_x^2} + \frac{\sin^2\theta}{2\sigma_y^2} \\ b &= \frac{-\sin 2\theta}{4\sigma_x^2} + \frac{\sin 2\theta}{4\sigma_y^2} \\ c &= \frac{\sin^2\theta}{2\sigma_x^2} + \frac{\cos^2\theta}{2\sigma_y^2} \end{cases} \tag{2.15}$$

2.3.5 Mesures expérimentales

Soit la relation suivante liant la divergence θ et la taille de ceinture w_0 des faisceaux gaussiens :

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \tag{2.16}$$

où λ est la longueur d'onde du faisceau. Un des lasers Nd:YAG utilisés a une divergence de $\theta_x = 6{,}5$ mrad, ce qui donne à 1064 nm un étranglement $w_x = 52.1$ μm. Nous avons choisi un objectif de chez *Edmund Optics*™ dont la focale effective est de 4,48 mm. Pour aligner le faisceau avec la fibre, on utilise une paire de miroirs qui augmentent la distance d de propagation à environ 1 m. Ainsi on a besoin d'une lentille de 170,4 mm de focale, sachant que le recouvrement maximal se fait avec un faisceau gaussien symétrique de 1,37 μm de ceinture.

Le tableau 2.2 indique les focales des lentilles de collimation (au millimètre près) cor-

respondant à chacun des objectifs de microscope disponibles au laboratoire en fonction de l'axe d'entrée. Les objectifs proviennent de chez *Edmund Optics*™ et sont identifiés par un couple de données (00X 0,00) identifiant le grossissement (par exemple 60X) et par l'ouverture numérique (par exemple O.N. = 0,65).

Compte tenu du choix restreint de lentilles à disposition en laboratoire, la meilleure injection trouvée expérimentalement en termes de puissance entrée / puissance sortie, est donnée par le couple 40X(0,65) − 100 mm. Le taux de couplage mesuré vaut $59{,}3 \pm 0{,}6\%$ en incluant les pertes sur l'objectif de microscope et $72{,}1 \pm 0{,}7\%$ en les excluant.

Il a aussi été montré expérimentalement que le meilleur couplage fibre à fibre pour la T62-I (avec deux objectifs $40X(0{,}65)$) vaut 72,7% en incluant les pertes sur l'objectif d'injection et 88,4% sans les inclure pour un angle entre les axes propres des deux fibres de $\theta = 15 \pm 5^{\circ}$ [2].

2.4 Seuil de gain

Les réseaux de Bragg en volume (introduits à la section 2.2.3 et détaillés à l'annexe E) sont en général conçus pour être très efficaces (grande transmission ou réflexion) sur une petite largeur de bande ou être moyennement efficaces sur une large plage de longueur d'onde. Le réseau de Bragg en volume par transmission utilisé comme élément accordable (voir la figure 2.1) sert à éjecter une portion du SC et doit être du deuxième type, c'est-à-dire moyennement efficace sur une grande largeur de bande. Ainsi, l'éjection à la longueur d'onde voulue λ_1 est efficace à un certain pourcentage α_{λ_1}. La fraction de puissance à λ_1 éjectée par la source accordable P_e est donc

$$P_e(\lambda_1) = \alpha_{\lambda_1} P_0(\lambda_1) \tag{2.17}$$

où $P_0(\lambda_1)$ est la puissance à la longueur d'onde λ_1 à l'entrée du réseau.

Étant donné que l'élément sélectif n'est pas parfaitement efficace, on notera un gain

2. Il est extrêmement difficile d'aligner parfaitement les fibres une par rapport à l'autre, d'où l'angle entre les axes propres. Cette angle fut estimé à la hausse par l'auteur.

Tableau 2.2 Tableau sommaire des lentilles de collimation correspondantes aux objectifs d'injection.

Objectif	focale	Polarisation	focale de collimation
60X 0.85	3,09 mm	Y	118 mm
40X 0.65	4,48 mm	Y	170 mm
20X 0.40	8,55 mm	Y	325 mm

en configuration annulaire dû au recyclage de ce qui ne fut pas éjecté de la cavité, soit $(1-\alpha_{\lambda_1})P_0(\lambda_1)$. Il est important de comprendre que ce gain mesuré n'est pas un gain réel ; c'est-à-dire que si l'on remplace le Bragg par un filtre quasi parfait (on se met en configuration linéaire sans recirculation), on pourra recueillir P_0 et non plus $\alpha P_0 < P_0$. Ce gain ne fait que prouver qu'il y a effectivement recirculation : l'alignement du faisceau d'entrée et de sortie coïncident. Dans la suite du texte on appellera ce gain un gain virtuel ou gain linéaire. Par contre, si le SC recyclé se rebouche par effets nonlinéaires, on parlera d'un gain réel de puissance ou d'un gain nonlinéaire.

Il y a deux facteurs importants qui dictent la valeur du gain :

1. Le facteur de rebouchage par effets nonlinéaires.
2. Le couplage fibre à fibre du SC.

Le rebouchage peut être optimisé en contrôlant la polarisation du SC pour favoriser certains effets nonlinéaires et le couplage est optimisé en alignant les axes propres de la face d'entrée et de sortie de la fibre, mais aussi en contrôlant la polarisation du SC.

Afin de déterminer s'il y a un gain réel de puissance à λ_1, on cherche d'abord à prédire le gain virtuel par recirculation.

2.5 Gain théorique

On propose un modèle théorique pour déterminer le gain à la longueur d'onde λ_1 lorsque le SC est recyclé. Une première approche consiste à déterminer le gain linéaire par recirculation et de généraliser le résultat pour trouver le gain nonlinéaire. Ce dernier est accompagné d'un gain de puissance à λ_1 lorsque le SC repasse dans la FCP, ce qui est équivalant à diminuer les pertes lors du repassage dans la fibre.

2.5.1 Gain linéaire

Le gain linéaire par recirculation peut être prédit théoriquement, alors que le gain nonlinéaire par rebouchage est extrêmement difficile à évaluer, à cause de la complexité de la GSC. Si on connaît les pertes à λ_1 le long du montage – soit p_a : la pertes à λ_1 entre l'injection de pompe et l'éjection ; α_{λ_1} : la portion éjectée de la cavité à λ_1 et p_b la perte après l'éjection, on peut évaluer la puissance éjectée après un grand nombre de passages de la façon suivante (voir la figure 2.10).

Au premier passage, la puissance générée à λ_1 dans le SC subit les pertes p_a avant d'atteindre le filtre qui éjecte la puissance

$$P_1 = \alpha_{\lambda_1} P_0 (1 - p_a). \tag{2.18}$$

La portion non éjectée est recyclée après avoir subi les pertes p_b et redirigée vers le réseau en subissant de nouveau les pertes p_a. Ainsi, au deuxième passage, la portion de puissance de P_0 éjectée est

$$\begin{aligned} P_2 &= \alpha_{\lambda_1} \left[(1 - \alpha_{\lambda_1}) P_0 (1 - p_a) \right] (1 - p_a)(1 - p_b) && (2.19) \\ &= (1 - \alpha_{\lambda_1})(1 - p_a)^2 (1 - p_b) \alpha_{\lambda_1} P_0 && (2.20) \\ &= (1 - \alpha_{\lambda_1})(1 - p_a)(1 - p_b) P_1 && (2.21) \end{aligned}$$

Au troisième passage, nous avons

$$\begin{aligned} P_3 &= \alpha_{\lambda_1} \left[(1 - \alpha_{\lambda_1}) \left[(1 - \alpha_{\lambda_1}) P_0 (1 - p_a) \right] (1 - p_a)(1 - p_b) \right] (1 - p_a)(1 - p_b) && (2.22) \\ &= (1 - \alpha_{\lambda_1})^2 (1 - p_a)^2 (1 - p_b)^2 P_1 && (2.23) \end{aligned}$$

En additionnant tous les termes à l'infini, on obtient une série géométrique de la forme

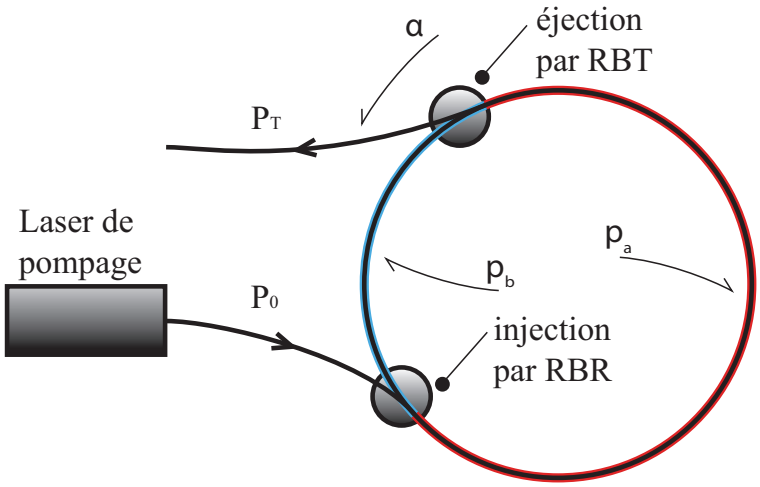


FIGURE 2.10 Configuration annulaire schématisée où P_T est la puissance totale éjectée de la cavité ; P_0 est la puissance injectée dans la cavité ; p_a et p_b sont respectivement les pertes avant et après éjection ; α est la fraction de puissance éjectée à chaque tour ; RBR et RBT sont respectivement un réseau de Bragg en volume par réflexion et un réseau de Bragg en volume par transmission.

aq^n qui converge vers $\frac{a}{1-q}$. Avec $a = \alpha_{\lambda_1}(1-p_a)P_0$ et $q = (1-\alpha_{\lambda_1})(1-p_a)(1-p_b)$ on trouve :

$$P_T = P_1 + P_2 + P_3 + ... = \frac{\alpha_{\lambda_1}(1-p_a)P_0}{1-(1-\alpha_{\lambda_1})(1-p_a)(1-p_b)} \tag{2.24}$$

Le raisonnement est réalisé en termes de puissance, car on considère que la taille de la cavité est assez grande par rapport à la durée de l'impulsion pour qu'après un tour, l'impulsion ne subisse aucune interférence.

Le gain linéaire par recirculation est défini comme le rapport entre la puissance éjectée avec recyclage et la puissance obtenue sans recyclage, soit :

$$G_l(\lambda_1) = \frac{P_T}{P_1} = \frac{1}{1-(1-\alpha_{\lambda_1})(1-p_a)(1-p_b)} \tag{2.25}$$

On note que G_l augmente lorsque l'efficacité d'éjection α et les pertes p_a et p_b diminuent. Ainsi, moins le Bragg est efficace, plus le gain virtuel est grand.

Prenons par exemple les valeurs suivantes : $p_a = 50\%$, $p_b = 50\%$ et $\alpha = 60\%$. La puissance éjectée de la cavité à λ_1 est alors $P_T = 0,33P_0$ et le gain virtuel est $G_l = 1{,}11$. Si cette fois nous diminuons les pertes et γ à 10% ($\gamma = p_a = p_b = 0.1$), le gain devient $G_l = 3{,}7$. Il est alors clair que les pertes lors du recyclage représentent le facteur qui limite la qualité de la source tel que décrite ici. Il faut limiter les pertes totales lors du recyclage (pertes par couplage

fibre-à-fibre principalement) à 0,5 pour obtenir un gain de 2 (deux fois plus de puissance en mode de recyclage qu'en mode linéaire).

2.5.2 Gain nonlinéaire

La généralisation du gain linéaire afin d'obtenir une expression pour le gain total linéaire et nonlinéaire lors du recyclage est direct ; il s'agit de réduire les pertes p_a pour tenir compte du gain de puissance à λ_1. Par contre, il est important de noter que ce gain n'affecte la puissance qu'aux repassages et non au premier passage. L'équation 2.18 pour P_1 n'est donc pas affectée, mais les expression pour P_i avec $i > 1$ doivent être modifiées en introduisant le gain nonlinéaire. Ainsi, les pertes dans la fibres notées préalablement p_a deviennent $q_a = p_a - \gamma$, où γ est le gain de puissance à λ_1 lorsque le SC auquel λ_1 fut extrait repasse dans la fibre.

L'expression de la puissance de sortie est alors donnée par :

$$P_T = \frac{\alpha_{\lambda_1}(1-p_a)P_0}{1-(1-\alpha_{\lambda_1})(1-q_a)(1-p_b)}. \tag{2.26}$$

Le gain nonlinéaire est alors :

$$G(\lambda_1) = \frac{P_T}{P_1} = \frac{1}{1-(1-\alpha_{\lambda_1})(1-q_a)(1-p_b)} \tag{2.27}$$

Prenons l'exemple de la section précédente : $p_a = 50\%$, $p_b = 50\%$ et $\alpha = 60\%$, avec un gain $\gamma = 0{,}58$ (correspondant à 2 dB), donnant $q_a = -0{,}08$. La puissance éjectée de la cavité à λ_1 est alors $P_T = 0{,}38P_0$ et le gain total vaut $G = 1{,}28$, résultant en une augmentation de 17% par rapport au cas sans gain nonlinéaire. Ce 17% représente le gain réel en puissance à la longueur d'onde souhaitée.

Bien que ce modèle permette de comprendre la dynamique de la source en mode de recirculation, il faut en comprendre les limitations. Tout d'abord, le paramètre de gain nonlinéaire γ dépend de la puissance du SC et de son spectre, car les effets nonlinéaires impliqués en sont dépendants. Aussi, il dépend de la longueur d'onde d'intérêt ; à chaque longueur d'onde correspond une combinaison ou cascade d'effets étant la cause de son rebouchage, compliquant les prévisions théoriques. De plus, les pertes ne sont pas les mêmes pour toutes les longueurs d'onde.

Dans le cas où $\alpha = 1$, le modèle ne prédit aucun gain, ce qui ne décrit bien sûr pas l'état des choses. Le gain $\gamma(\lambda_1)$ peut dépendre de la présence de la longueur d'onde d'intérêt, dans la mesure où sa présence peut servir d'amorce aux effets nonlinéaires favorables, mais il devrait y avoir tout de même un gain. Dans un tel cas, le gain dépend de la relation de conversion de la puissance du SC en puissance à λ_1 et des pertes subies à cette longueur d'onde d'intérêt.

Une série géométrique dépendante de la conversion nonlinéaire de puissance et des pertes à λ_1 ($p_a^{\lambda_1}$ et $p_b^{\lambda_1}$) s'additionnera alors à la puissance initialement éjectée $(1 - p_a)P_0$.

Chapitre 3

PARABOLE HORS-AXE : COLLIMATEUR ACHROMATIQUE

Comme mentionné à la section 2.4, les pertes représentent un des deux facteurs clés qui dictent la valeur du gain. Il est impératif de les minimiser, et ce, sur toute la plage de longueurs d'onde du SC. Voici un exemple du couplage obtenu à deux longueurs d'onde différentes, soit 46% à 1064 nm et 44 % à 532 nm. On remarque que le taux de couplage est différent, il est moins élevé à 532 nm. Ceci est dû au fait que le couplage fût optimisé pour la pompe à 1064 nm et que l'objectif d'injection n'est pas sans aberration chromatique.

Dans l'optique de vouloir minimiser les pertes sur l'ensemble du SC, *Photon etc.* a conçu un miroir parabolique hors axe pour fibre optique (FOAP : « Fiber Out of Axis Parabola »). Ce miroir devait servir à collimer un faisceau sortant d'une fibre optique et, inversement, à focaliser les faisceaux sur le cœur de la fibre de façon achromatique. Malheureusement, ce miroir présente plusieurs inconvénients, dont de l'astigmatisme qui engendre une déformation géométrique du faisceau.

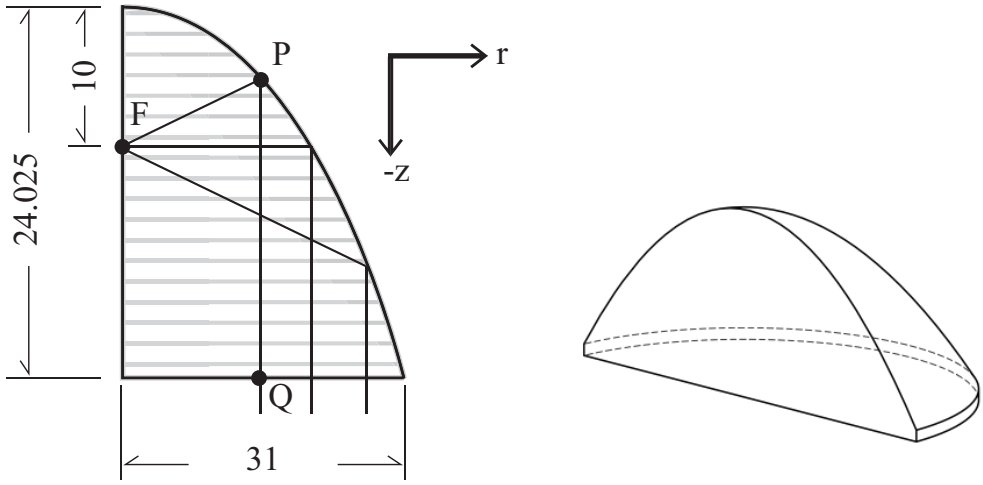
Dans les sections qui suivent, on décrit le miroir, on présente les résultats mesurés ainsi que la modélisation des chemins de Feynman dans le FOAP et on termine par une description des améliorations possibles.

3.1 Design du miroir FOAP

Le miroir est décrit par une parabole de révolution d'un demi-tour autour de la droite passant par son sommet et son foyer. Elle est faite de verre de type N-BK7 et sa surface parabolique est métallisée. Utilisant le système d'axes de la figure 3.1, le paraboloïde supportant la surface réfléchissante est défini par l'équation suivante :

$$z = ar^2, \qquad \text{où} \qquad a = \frac{-1}{40\ mm} \tag{3.1}$$

On définit la focale de la parabole par la relation $f = \frac{1}{4a}$, ce qui indique qu'elle vaut $f = 10$ mm. Sachant que les rayons qui partent du foyer sont ensuite réfléchis parallèlement à l'axe z (on voit trois tracés de rayon sur la figure 3.1 réfléchis dans la direction $-z$), on évalue la



(a) FOAP de Photon etc.™ (b) Vue 3D du FOAP.

FIGURE 3.1 Miroir parabolique hors axe (FOAP) tel que conçu par *Photon etc.* La lentille est faite de silice fondue et sa surface parabolique est enduite d'un revêtement d'argent. La focale de la parabole est de 10 mm et les coordonnées du foyer sont F=(0, -10). *Les dimensions sont en mm.*

distance qu'ils parcourent dans le verre entre les points F et Q de la figure 3.1 comme suit :

$$\begin{aligned} \left\|\bar{FQ}\right\| &= \left\|\bar{FP}\right\| + \left\|\bar{PQ}\right\| \\ &= \sqrt{r^2 + (f-z)^2} + (24{,}025 - z) \end{aligned} \tag{3.2}$$

Or, on sait que cette distance est constante pour tout point P de la parabole et par la relation 3.2 elle vaut $\left\|\bar{FQ}\right\| = 34{,}025$ mm.

Cette lentille de verre permet aux faisceaux émergents de son foyer d'être réfléchis parallèlement par la surface métallique parabolique – ils sont tous collimés. Par contre, à la simple vue de la figure 3.1, on remarque que les trois rayons tracés ne sont pas équidistants à la sortie du FOAP. En effet, le rayon passant par le point Q est plus près du rayon central que le troisième. Ceci a pour effet de transformer un faisceau gaussien à symétrie circulaire à l'entrée en un faisceau oblong à sa sortie.

La section qui suit présente les résultats d'une modélisation du FOAP. Afin de savoir exactement à quoi ressemble le faisceau à la sortie du FOAP, on a simulé les chemins de Feynman pour s'affranchir de l'optique géométrique et de l'optique gaussienne.

3.2 Les chemins de Feynman pour le FOAP

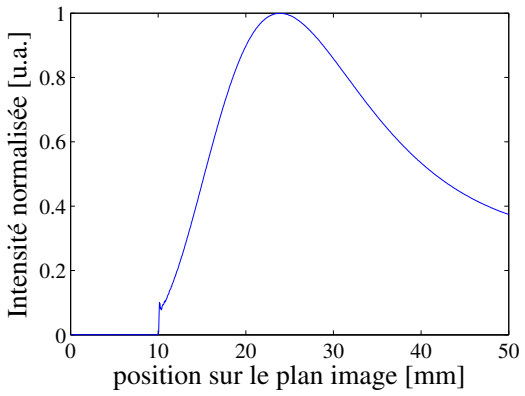
Pour déterminer comment se propage le faisceau en sortie du FOAP, les chemins de Feynman ont été simulés entre le bout de la fibre placée exactement au foyer de la parabole et un plan image. Ces chemins sont en quelque sorte une application du principe d'Huygens-Fresnel. Il s'agit de donner une taille, un profil d'intensité et de phase à notre source et de la faire propager sur tous les chemins possibles jusqu'au plan image. Une fois sur l'image, toutes les ondelettes interfèrent entre elles pour donner lieu à un profil d'intensité. Dans notre cas, la face de la fibre (prise comme 350 fois plus grande que la taille du mode dans la fibre) est divisée en mille sources ponctuelles dont le profil d'intensité total est une gaussienne centrée au foyer de la parabole. La surface métallisée du FOAP est divisée en 40 000 points. Ensuite, on fait interférer tous les trajets possibles entre eux, de tous les points de la fibre à ceux du FOAP ($1 \times 10^3 \cdot 40 \times 10^3 = 4 \times 10^7$ trajets possible). Ceci est fait en calculant la distance parcourue par chaque rayon arrivant sur un point de la surface parabolique (ici mille rayons par point du FOAP) et en additionnant toutes leurs amplitudes complexes (interférence). La même chose est ensuite simulée de la surface parabolique au plan image (surface plane en $z =$ constante) qui comporte aussi mille points [1].

Les figures 3.2 montrent le profil simulé du faisceau obtenu à différentes distances du sommet du FOAP. On remarque une divergence prononcée et un déplacement latéral du sommet d'intensité. Le faisceau entre 50 et 75 mm voit sa largeur à $\frac{1}{e^2}$ augmenter d'environ Δw= 4,05 mm sur une distance de 25 mm : $\theta \sim \tan^{-1}\left(\frac{\Delta w}{25}\right) \sim 160{,}6$ mrad.

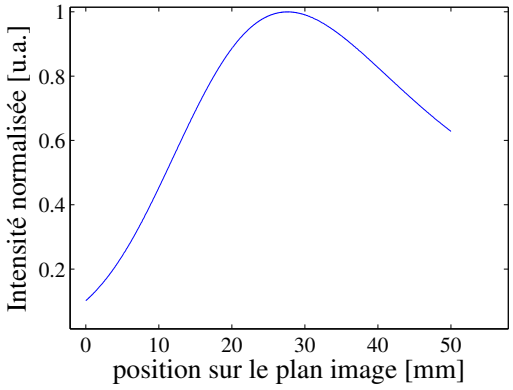
Cette divergence peut être contrôlée en déplaçant la fibre dans la direction r (vers la surface réfléchissante). On peut simplifier et imaginer le FOAP comme une lentille mince, où la surface réfléchissante joue le rôle de la lentille parfaitement mince. Bien sûr, ceci ne tient pas compte de la forme parabolique de la surface et n'est qu'une simplification. En déplaçant la fibre (la source), on peut faire diverger ou converger le faisceau sortant de la source. Ainsi, il est possible de déplacer la position de la taille de ceinture minimale pour minimiser la divergence sur un composant optique comme les RBT qui sont sensibles à la divergence (voir Annexe C).

Bien que le FOAP ne soit pas idéal comme collimateur unique, il est intéressant d'imaginer l'utiliser en doublet. Un FOAP à la sortie de la fibre collime le faisceau et un autre à l'entrée d'une autre fibre focalise le faisceau dans la fibre. On s'attend à ce que les inconvénients reliés au premier soient compensés par le second, s'il est placé de façon symétrique. La

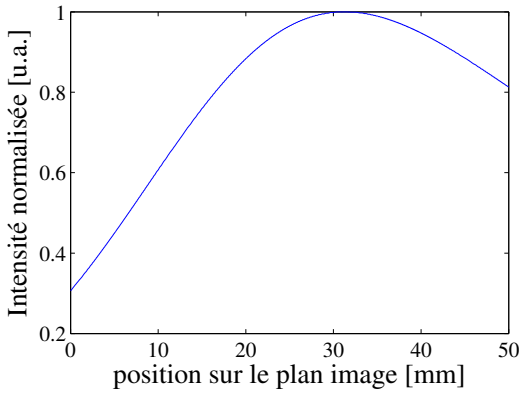
1. Pour le calcul de l'intensité, il est nécessaire d'avoir un grand nombre de points sur la surface réfléchissante. Si la surface image est divisée en un grand nombre de points, il n'y aura pas assez de rayons interférant ensemble sur un point de l'image pour donner un résultat satisfaisant. Dans le cas de la simulation de la phase relative, il est nécessaire que ce soit le plan image qui ait un grand nombre de points (40×10^3 sur l'image et 1×10^3 sur la parabole et la source).



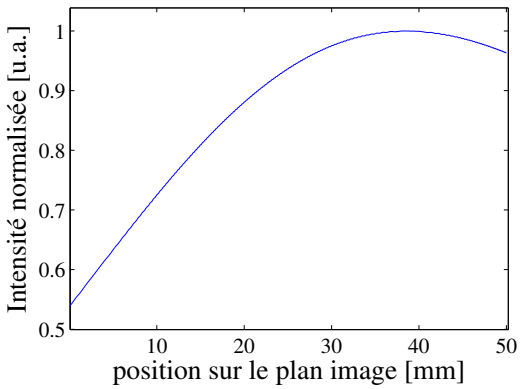
(a) 50 mm



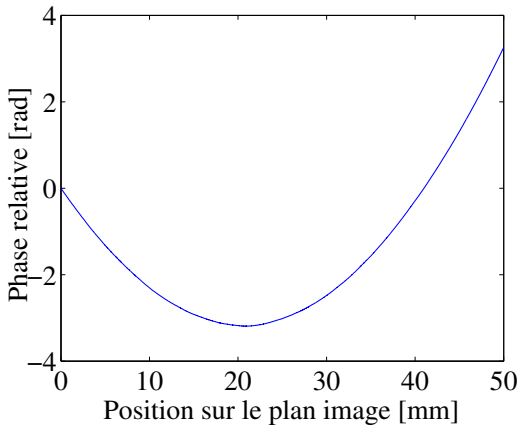
(b) 75 mm



(c) 100 mm



(d) 150 mm



(e) Phase à 75 mm

FIGURE 3.2 Intensité normalisée (a-d) sur un plan image positionnée à différente distance du sommet du FOAP pour un faisceau de 1.37 μm de ceinture à 1064 nm en sortie de la fibre. Phase relative (e) sur le plan image situé à 75 mm du FOAP.

section qui suit présente les résultats des tests effectués sur un FOAP ainsi que ceux d'une étude comparative menée dans les laboratoires de *Photon etc.* À cette fin, on compare le FOAP présenté ici à celui que l'on retrouve sur le marché fabriqué par *Thorlabs*[2].

3.3 Comparaison avec le FOAP de *Thorlabs*

La figure 3.3 montre le schéma du miroir parabolique acheté chez *Thorlabs*. Deux différences majeures le distinguent de celui de *Photon etc.* :

1. Le faisceau se propage entièrement dans l'air, plutôt que dans le verre.
2. La section réfléchissante utile est plus près du sommet de la parabole (moins hors axe).

La première différence nuit à la chromaticité ; dans ce sens où le changement d'indice que subit le faisceau en passant de la fibre à l'air induit une plus grande divergence que s'il restait dans du verre. La divergence d'un faisceau gaussien est $\theta = \frac{\lambda}{n\pi w_0}$ où n est l'indice du milieu. On note que la pente de cette dernière en fonction de la longueur d'onde est inversement proportionnelle à l'indice du milieu. Ainsi, un faisceau d'une longueur d'onde plus grande est plus divergent et son diamètre de faisceau en sortie du FOAP est plus grand. La taille du faisceau sortant du FOAP de *Thorlabs* est donc plus dépendante de la longueur d'onde que celui de *Photon etc.*.

L'utilisation optimale d'un paraboloïde comme collimateur est la configuration où la fibre est au foyer et le faisceau émergent est centré avec le sommet de la parabole. Cette configuration est parfaitement symétrique et maintient un profil gaussien de faisceau. C'est en orientant le faisceau vers une des ailes de la parabole qu'il se déforme. Le miroir parabolique

2. Modèle numéro RC04FC-P01, conçu pour une plage de longueurs d'onde allant de 450 nm à 20 μm et dont le faisceau de sortie fait un diamètre de 4 mm.

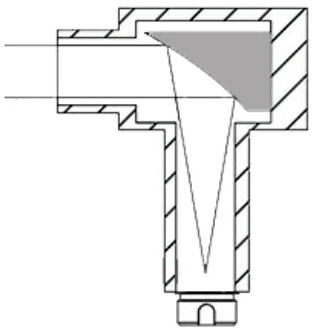
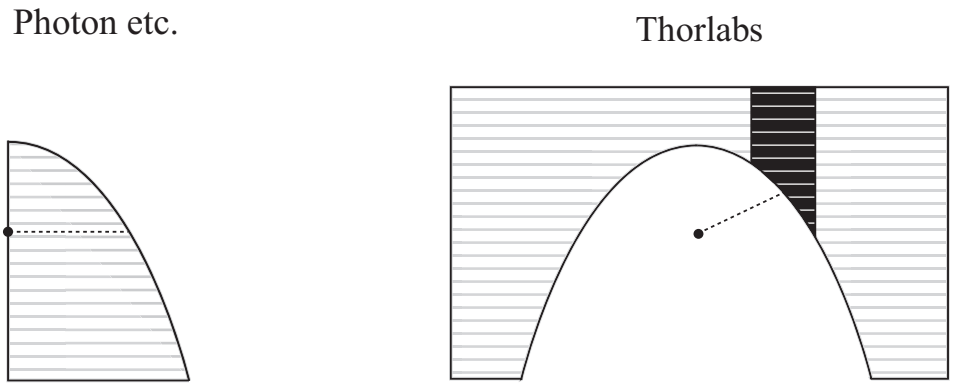


FIGURE 3.3 Collimateur réfléchissant parabolique de *Thorlabs*. La surface réfléchissante (section grise) est découpée d'une parabole de focale $f = 7{,}5$ mm.



(a) FOAP de *Photon etc.*

(b) FOAP de *Thorlabs*

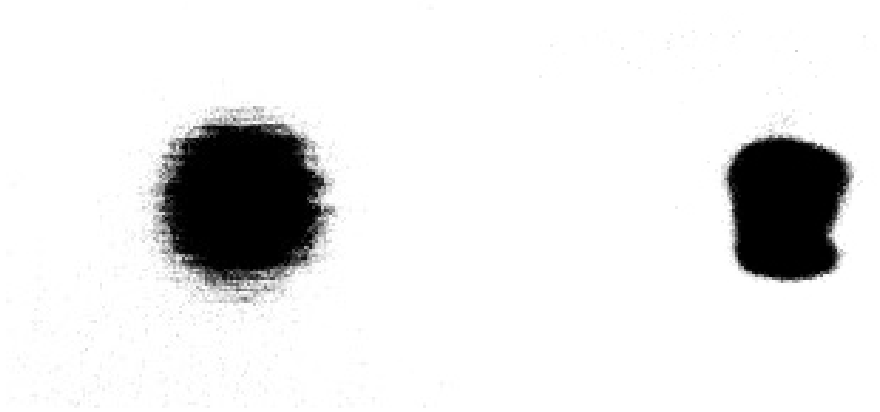
FIGURE 3.4 Section utile des FOAP de *Photon etc.* et de *Thorlabs*. La section utile du paraboloïde de *Thorlabs* est plus près de son sommet, ce qui a pour effet de moins déformer le faisceau.

de *Thorlabs* utilise une section de parabole plus près de son sommet (voir la figure 3.4). Ceci a pour avantage de moins déformer le faisceau émergent. Par contre, l'alignement de la fibre par rapport au miroir est plus compliqué que dans le cas de notre FOAP taillé à 90°. On trouve à la figure 3.5 deux images d'un faisceau à 600 nm collimé par notre FOAP. La tache sensiblement ronde de la figure 3.5(a) fut prise à 10 cm du FOAP, alors que la tache déjà très déformée de la figure 3.5(b) est une image prise à un mètre du FOAP.

Afin d'évaluer si ces miroirs peuvent remplacer les objectifs standard de focalisation dans une fibre (par exemple des objectifs de microscopes), on a mesuré le taux de couplage d'un faisceau laser à 1064 nm dans une fibre SMF-28 de *Corning*[3], focalisé par chacun des FOAP. Le FOAP de Photon etc. a permis de coupler 62% de la puissance laser dans la fibre, au maximum. Ce qui est grandement inférieur à l'efficacité d'un objectif de microscope (rendement aisément supérieur à 75%). Le miroir parabolique de *Thorlabs* a été testé en doublet, c'est-à-dire avec deux fibres et deux miroir paraboliques : le premier collime le faisceau et le second le couple à la seconde fibre. Un couplage de 66% est obtenu lorsque les deux miroirs sont symétrique (sommet et foyer alignés, voir la figure 3.6) et 62% lorsqu'ils sont antisymétrique (sommet inversé par rapport à la focale).

En utilisant des objectifs de microscope d'*Edmund Optics* (40X JIS – NT30-048), on parvient à coupler environ 75% de la puissance optique (voir la section 2.3.5) à une même distance entre les objectifs. On conclut que les lentilles de type FOAP ne sont pas idéales

3. La fibre SMF-28 de Corning est faite pour fonctionner à la longueur d'onde des télécommunication, soit à 1550 nm, ce qui implique que l'estimation du couplage est biaisée à la hausse. En utilisant un faisceau laser à 1064 nm, le guidage est facilité, mais des modes d'ordre supérieur peuvent apparaître.



(a) Image prise à 10 cm du FOAP (b) Image prise à 1 m du FOAP

FIGURE 3.5 Image prise par une caméra CCD du faisceau en sortie du FOAP de Photon etc. à 10 cm (a) et à 1 m (b) de ce dernier à 600 nm. Les images ont été traitées numériquement afin de faire ressortir leur forme qualitative.

pour des applications de couplage à grande efficacité.

3.4 Amélioration du FOAP

En gardant l'idée d'un collimateur par réflexion, on propose deux avenues afin d'augmenter le rendement des FOAP. La première consiste à placer le bout de la fibre au foyer de la parabole et de pointer le faisceau vers le sommet de la parabole. On contourne ainsi la non-symétrie de la surface réfléchissante et le faisceau de sortie est une gaussienne collimée. Par contre, la fibre masque inévitablement une partie du faisceau. L'idée est fondée sur des objectifs de microscope en réflexion, des objectifs de télescopes ou des antennes paraboliques qui, eux aussi, cachent une partie du faisceau (voir la figure 3.7).

Une autre astuce pourrait être de trouver une seconde surface qui redresse le faisceau déformé par la parabole hors axe. Une telle surface, ou combinaison de surfaces, n'est pas triviale. De plus, l'optimisation de ces surfaces demande un grand pouvoir de calcul. À l'aide du programme développé pour simuler les chemins de Feynman, on espère éventuellement parvenir à optimiser un tel FOAP, peut-être en lui ajoutant une surface.

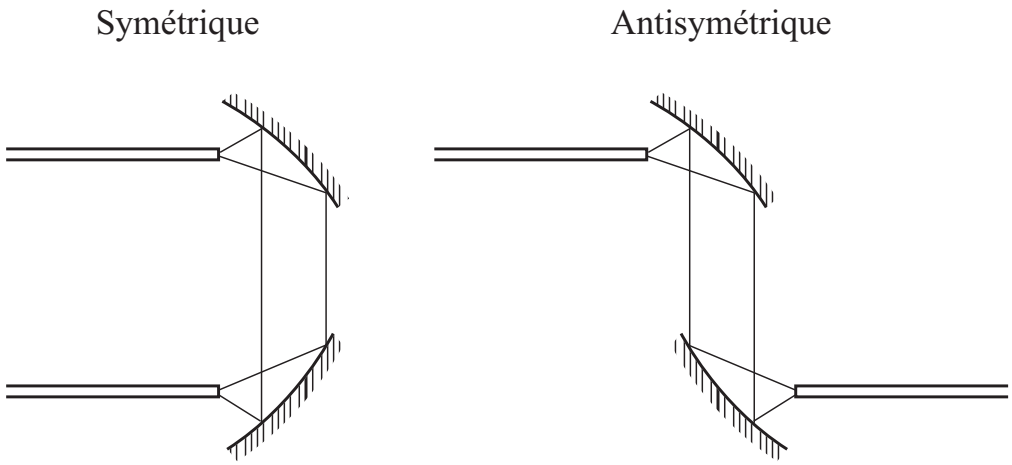


FIGURE 3.6 Alignement symétrique et anti-symétrique des miroirs parabolique de *Thorlabs* pour déterminer le couplage fibre-à-fibre expérimental entre deux SMF-28 de *Corning*. En configuration symétrique le couplage est de 66%, alors qu'en configuration antisymétrique il est de 62%.

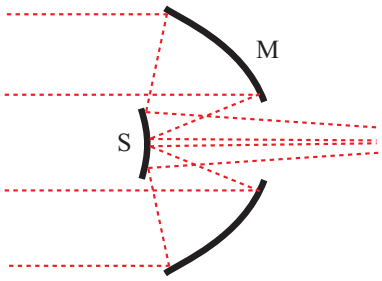


FIGURE 3.7 Fonctionnement d'un objectif en réflexion de type Cassegrain. Les faisceaux (pointillés rouges) sont réfléchis par le miroir parabolique M sur la surface S qui les focalise en sortie de l'objectif.

Chapitre 4

GÉNÉRATION D'UN SUPERCONTINUUM DANS LES FIBRES MICROSTRUCTURÉES

4.1 Introduction

La première observation d'un SC remonte à 1970 [5]. Il démontrait la possibilité d'élargir le spectre d'un laser de pompe à 530 nm (pico-seconde et pulsé de 5 mJ d'énergie) pour qu'il couvre toute la plage des longueurs d'onde visibles (400 à 700 nm) dans un verre de BK7. Ce n'est que plus tard qu'un SC fut observé dans une fibre optique conventionnelle et un tel élargissement fut attribué à la diffusion Raman stimulée (DRS) cascadée et à l'auto-modulation de phase (AMP). En particulier, Lin et Stolen (1976) [11] ont observé un spectre élargi du côté des longueurs d'onde plus élevées que celle de la pompe sur une plage de ~ 200 THz à partir d'un laser visible de puissance crête de l'ordre du kW guidé dans une fibre à saut d'indice.

L'idée de modifier les propriété de guidage de la fibre en introduisant une microstructure dans le profil d'indice de réfraction d'une fibre optique fut proposé en 1974 par Kaiser et Astle [12], mais ce n'est que depuis les travaux de Knight et col. en 1996 [13] portant sur leur processus de fabrication que de telles fibres sont accessibles.

Ce chapitre présente une brève analyse du supercontinuum généré par la fibre microstructurée T62-I (voir la section 2.3.1). Une description succincte des principaux effets nonlinéaires responsables de l'enrichissement du contenu spectral de l'impulsion de pompe est présentée. L'efficacité de ces effets dépend, entre autres, de la polarisation et de la puissance crête de l'impulsion. Une analyse du SC généré par la T62-I en termes de ces deux paramètres est présentée.

4.1.1 Effets nonlinéaires

Diffusion Raman

La diffusion Raman est un processus inélastique par lequel un photon est diffusé par l'interaction avec les vibrations des molécules du milieu à travers lequel se propage le photon. Ce dernier perd l'énergie de vibration du phonon et voit sa longueur d'onde augmenter, pour diminuer sa fréquence – son énergie. Cette perte en énergie donne lieu à une onde appelée

onde Stokes, et inversement, un photon qui acquiert de l'énergie en annihilant un phonon de vibration dans le milieu qu'il traverse est appelé anti-Stokes. Sa découverte remonte à 1928 [6], mais le phénomène ne fût observé dans les fibres de silice qu'en 1972 [7]. Le phonon est propre à la molécules qui le supporte et peut donc être utilisé pour identifier une substance chimique. Dans le cas de la silice, l'effet Raman Stokes engendre un gain à une fréquence plus basse sur une grande plage de fréquences avec un maximum d'efficacité à 13.2 THz [8].

Dans le cas d'un pompage à 1064 nm, un signal aux alentours de 1114 nm est progressivement généré et élargi au fur et à mesure qu'on augmente de la puissance de pompe. La GSC sera donc affectée par l'effet Raman en prélevant de l'énergie aux longueurs d'onde plus faibles pour en donner aux plus élevées. Typiquement, le SC perdra de l'énergie à 1014 nm pour en donner à la pompe à 1064 nm, puis cette dernière produira une onde Stokes à 1114 nm en dépeuplant la pompe.

La DRS et l'AMP sont les principaux mécanismes qui gouvernent l'élargissement du spectre lorsque pompé en régime de dispersion normale (ou régime normal de dispersion). Au même titre, on trouve le modulation mutuelle de phase et le mélange à quatre ondes (MQO). Dans le cas contraire (dispersion anormale), c'est la dynamique solitonique qui gouverne l'élargissement. Afin d'obtenir un spectre plat, on désire une dynamique la plus variée possible en effets nonlinéaires et un minimum de pertes lors de la propagation. On choisit donc une pompe ayant une longueur d'onde légèrement en dessous du zéro de dispersion, dans le régime de dispersion normale.

Mélange à quatre ondes

Dans la section 1.3, il a été dit que la réponse des électrons liés dans un matériau peut être nonlinéaire, entraînant des termes de polarisation d'ordre supérieur, qui sont décrits par une susceptibilité nonlinéaire [14]. Ces effets sont classés selon le terme de susceptibilité qui les gouverne ; en processus paramétriques de second ou de troisième ordre. Bien qu'il n'y ait théoriquement pas de susceptibilité d'ordre deux dans la silice, à cause de son caractère isotrope, on observe tout de même de tels effets, mais avec de faibles efficacités.

Le terme de troisième ordre donne lieu à une polarisation nonlinéaire du type

$$\vec{P}_{NL} = \epsilon_0 \chi^{(3)} \vdots \vec{E}\vec{E}\vec{E} \tag{4.1}$$

où E est le champ électrique et $\chi^{(3)}$ la susceptibilité électrique non-linéaire de 3$^{\text{e}}$ ordre.

Ce terme montre qu'il est possible d'avoir des interactions entre quatre photons. Autrement dit, il est possible d'exprimer l'excitation d'un photon en terme des trois autres. Ce phénomène s'appelle le mélange à quatre ondes (MQO) et on distingue deux cas :

1. Le cas où l'énergie du photon résultant est la somme de celle des trois autres photons.
2. Le cas où deux photons s'annihilent pour générer deux nouveaux photons.

Dans le premier cas, le nouveau photon résulte de la somme des énergies des trois photons de pompe, $w_4 = w_1 + w_2 + w_3$ (w_i étant la fréquence du photon i). Dans le cas particulier où les photons de pompe sont à la même longueur d'onde, on parle de génération de troisième harmonique, $w_4 = 3w_p$. Lorsque deux photons de différentes énergies se combinent pour produire deux nouveaux photons d'énergies différentes (deuxième cas), $w_3 + w_4 = w_1 + w_2$, il doit, pour que le processus soit efficace, y avoir accord de phase [1] (conservation de la quantité de mouvement). Cette condition s'écrit :

$$\Delta\beta = \beta_3 + \beta_4 - \beta_1 - \beta_2 = 0 \tag{4.2}$$

$$= (\bar{n}_3 w_3 + \bar{n}_4 w_4 - \bar{n}_1 w_1 - \bar{n}_2 w_2)/c \tag{4.3}$$

où $\bar{n}_i$ est l'indice effectif du mode à la fréquence w_i.

Dans le cas particulier où $w_1 = w_2$, deux photons de pompe se combinent pour générer de façon symétrique deux lobes secondaires dont la fréquence est décalée de $\pm\Omega = w_1 - w_3 = w_4 - w_1$, où $w_4 > w_3$. À ce décalage symétrique, on identifie la raie moins énergétique w_3 comme l'onde Stokes et la raie w_4 comme l'onde anti-Stokes plus énergétique – par analogie avec la diffusion Raman.

Il existe aussi le mélange à trois ondes (MTO), un effet de 2$^{\text{e}}$ ordre, dont l'exemple le plus intéressent est celui où deux photons de pompe donnent lieu à un nouveau photon deux fois plus énergétique, ce que l'on nomme génération de second harmonique (GSH) du fait que la fréquence du nouveau photon est le double de ceux de la pompe. Cette GSH est un phénomène clef dans la GSC. On l'observe aussi dans les cristaux nonlinéaires (voir l'Annexe E sur la GSH dans le KTP).

Auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase est un processus qui résulte de la dépendance en intensité de l'indice de réfraction du milieu nonlinéaire. En absence de dispersion, l'amplitude normalisée de l'onde est décrite par

$$U(L,T) = U(0,T)e^{i\phi_{\text{NL}}(L,T)} \tag{4.4}$$

1. L'accord de phase est un critère qui doit être respecté par tous processus paramétriques ou nonlinéaires et ne s'appliqua donc pas qu'au MQO. Tout comme la conservation de l'énergie, la conservation de la quantité de mouvement est nécessaire et inévitable.

où $U(0,T)$ est l'amplitude du champ à $L = 0$ et ϕ_{NL} est la phase nonlinéaire valant : $\phi_{\mathrm{NL}}(L,T) = |U(0,T)|^2 \rho P_0 L$. P_0 est la puissance crête de l'onde, L est la longueur effective de la fibre et le paramètre ρ est relié à l'indice effectif nonlinéaire n_2.

On remarque que la relation 4.4 donne lieu à un changement de phase qui dépend de l'intensité du champ, mais n'affecte pas la forme temporelle de l'impulsion. Dans le cas d'une impulsion gaussienne, l'intensité est maximale au centre de l'impulsion et décroît vers ses flancs. Ainsi, le changement de phase est plus important au centre et augmente avec la distance de propagation. Ceci résulte en un piaillement en fréquence de l'impulsion. Tout au long de sa propagation, ce piaillement génère de nouvelles longueurs d'onde, élargissant le spectre.

Paramètres de la GSC

La puissance crête de l'impulsion est tout particulièrement importante pour les effets nonlinéaires. Il est donc utile de choisir une pompe pour laquelle les impulsions sont brèves et puissantes. Aussi, comme les effets nonlinéaires sont décrits par les termes de polarisation d'ordres supérieurs, l'accord de phase et plus particulièrement les indices aux longueurs d'onde impliquées dans le processus nonlinéaire sont très importants. L'efficacité des processus dépend des indices de tous les photons impliqués. Puisque la fibre est biréfringente, l'orientation de la polarisation du faisceau par rapport aux axes propres de la fibre déterminera ces indices $n(\lambda)$. Dans le cas où on désire stimuler les effets engendrés par un signal, il sera nécessaire de tenir compte de la polarisation du faisceau ainsi que de son évolution lors de la propagation.

Dans notre cas, cette amorce par signal se fait en réinjectant le SC dans la FCP. Afin d'optimiser la stimulation et d'ainsi augmenter le gain, il est utile d'injecter le SC suivant la même polarisation qui fut créée dans la fibre. Aussi, pour des raisons intuitives de simplification, il est convenable d'utiliser une fibre MP, plutôt que de suivre et corriger la polarisation dans une fibre non MP [2].

4.2 Génération du supercontinuum dans la fibre T62-I

Pour optimiser la GSC, il est important d'avoir un excellent couplage entre la pompe et la fibre à basse puissance (le couplage de la pompe doit se mesurer à faible puissance pour ne pas être gêné par la génération de d'autres longueurs d'onde). Pour ce faire, on recommande deux miroirs servant à aligner le faisceau laser et un objectif de microscope monté sur un

2. Ce qui n'est a priori pas possible puisqu'il y a des changement de polarisation NL le long de la fibre quand on n'est pas sur l'un des axes propre de cette dernière.

Nanomax® de *Thorlabs*. On procède à un alignement préliminaire des miroirs, de façon à ce que le faisceau pompe passe par le centre de l'objectif qui est fixe et par un iris placé plus loin à même hauteur (il est recommandé d'utiliser les trous de la table pour se référencer). Une fois l'alignement préliminaire terminé, on place la fibre sur son support, le laser fermé, et on positionne la lampe blanche pour que sa lumière rase la fibre à contre-sens du laser (voir l'Annexe A). Une fois que l'image de la face d'entrée de la fibre correspond grossièrement à l'ouverture du laser, on allume le laser à faible puissance. Ensuite, on aligne le cœur de la fibre et le faisceau laser (utiliser une carte infrarouge si nécessaire) pour qu'ils se superposent. Le détecteur placé en sortie de la fibre devrait indiquer une faible puissance.

On procède ensuite à un alignement de la fibre par rapport à l'objectif de microscope. Il convient par la suite d'ajuster le miroir le plus éloigné de la fibre tout en rattrapant la correction en déplaçant la fibre. On fait de même avec le second miroir. Une fois que le couplage est optimal, on pourra augmenter la puissance sans endommager la fibre et observer un SC.

Le SC généré par la fibre T62-I est, comme présenté dans les sections qui suivent, très plat dans l'IR. Il recouvre aussi tout le visible pour générer une tache blanche visible à la sortie de la fibre. Aussi, après une longueur de fibre dépassant environ 2 m, la fibre laisse échapper une teinte bleue, voir violette. Il y a alors absorption des longueurs d'onde voisine de l'UV, ce qui peut devenir néfaste à la GSC plat.

Les sections qui suivent présentent le SC généré par la fibre T62-I en fonction de deux paramètres clés : la polarisation de la pompe par rapport aux axes propres de la fibre et la puissance de la pompe.

4.2.1 Évolution du spectre en fonction de la puissance

La figure 4.1 montre les courbes de SC générées par la fibre T62-I avec le laser de pompe de Teem Photonics SNP-08E-100 (voir Annexe B). On voit que le SC s'élargit avec la puissance de pompe et sa largeur en fonction de la puissance du SC[3] est montrée sur la figure 4.2. La partie infrarouge du spectre est particulièrement plate pour des puissances élevées. C'est donc cette plage de longueurs d'onde qu'on choisit d'exploiter. La figure 4.2 montre la largeur en nm du SC entre la pompe de 1064 nm et la longueur d'onde pour laquelle la puissance franchit les -50 dBm/nm. Il faut noter que pour des puissances de SC égales ou supérieures à 5 mW, la largeur ne peut être déterminée puisque l'OSA disponible ne permet pas de mesures

3. La puissance du SC fut mesurée à l'aide d'un détecteur à tête thermique. Ceci à l'avantage de ne pas être dépendent de la longueur d'onde incidente. Comme l'énergie de pompe est transférée au SC moyennant des pertes de couplage, d'absorption et thermiques, la mesure représente relativement bien l'énergie de pompe (sa puissance) utile à la GSC.

au-delà de 1700 nm.

4.2.2 Évolution du spectre en fonction de la polarisation

La figure 4.3 montre le SC généré à différentes puissances de SC en fonction de la polarisation. L'axe rapide et l'axe lent de la fibre ne permettent pas les mêmes accords de phase. Pour étudier ces processus en polarisation, un séparateur de polarisation est placé entre la fibre microstructurée et l'OSA. Pour simplifier la notation, lorsque la polarisation d'entrée dans la fibre est selon X ou Y et que la polarisation mesurée est identique, on dira qu'elles sont colinéaires selon X ou Y (la polarisation d'entrée). Par exemple, si l'on entre en X et qu'on mesure le spectre généré en polarisation X, on notera CX (colinéaire à la pompe en X). Si les polarisations d'entrée et de mesure sont orthogonales, on notera, toujours suivant l'entrée, OX ou OY ; respectivement orthogonale à la pompe qui est en X ou orthogonale à la pompe en Y. Le tableau suivant indique le code de couleur utilisé à la figure 4.4.

Code de couleur pour la figure 4.4

Polarisation d'injection	Polarisation mesurée	Abrév.	Couleur de la courbe
X	X	CX	BLEU
X	Y	OX	ROUGE
Y	Y	CY	NOIR
Y	X	OY	VERT

Sur la figure 4.3 on observe une plus grande conversion de la pompe vers l'IR en polarisation colinéaire (CX et CY). Ceci s'explique du fait que l'effet Raman est principalement colinéaire et que c'est cet effet qui domine la conversion. De plus, on note qu'en configuration orthogonale, le SC est nettement plus puissant lorsque la pompe est selon l'axe Y.

Ces mesures nous amènent à choisir l'injection de la pompe selon l'axe Y de la fibre, afin d'optimiser la GSC.

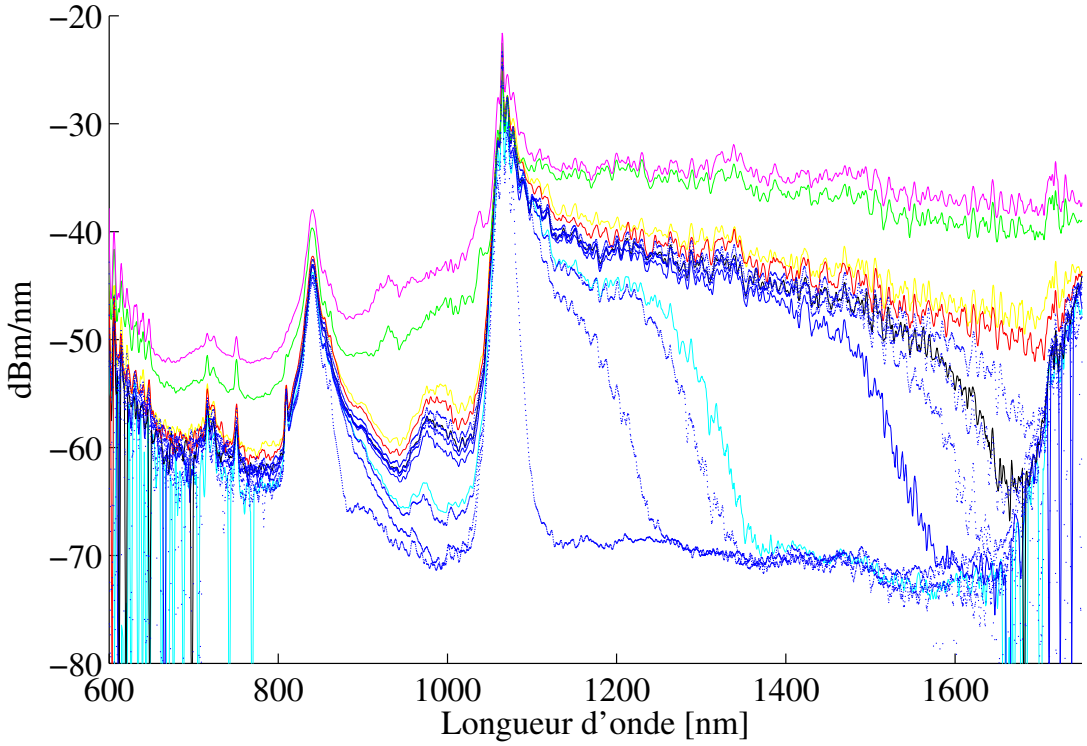


FIGURE 4.1 Spectre de l'évolution du supercontinuum pour différentes puissances moyenne de tout le supercontinuum mesurées thermiquement. Les puissances sont de : 0,33, 0,50, 0,70, 0,94, 1,20, 1,30, 1,40, 1,50, 1,70, 1,80, 2,00, 5,00 et 7,5 mW.

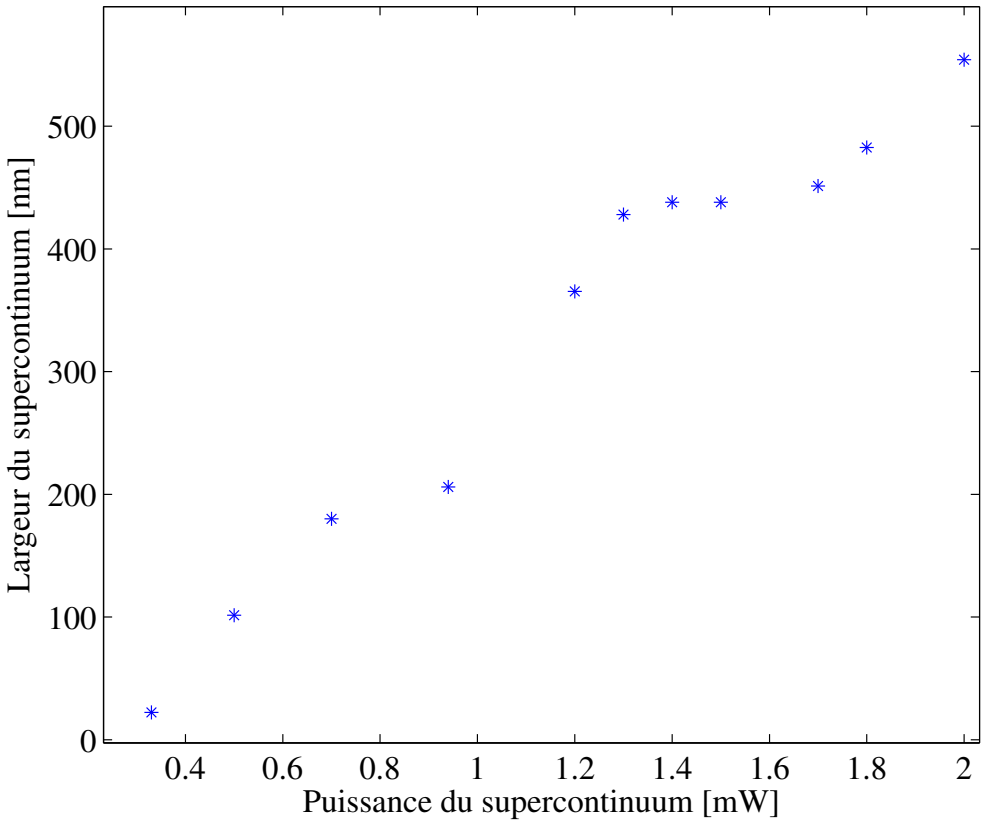


FIGURE 4.2 Largeur du supercontinuum mesurée en nm entre la longueur d'onde de pompe et celle pour laquelle la puissance est de -50 dBm en fonction de la puissance du SC pour la fibre T62-I de 8 m. Le couplage de la pompe dans la fibre est d'environ 30%.

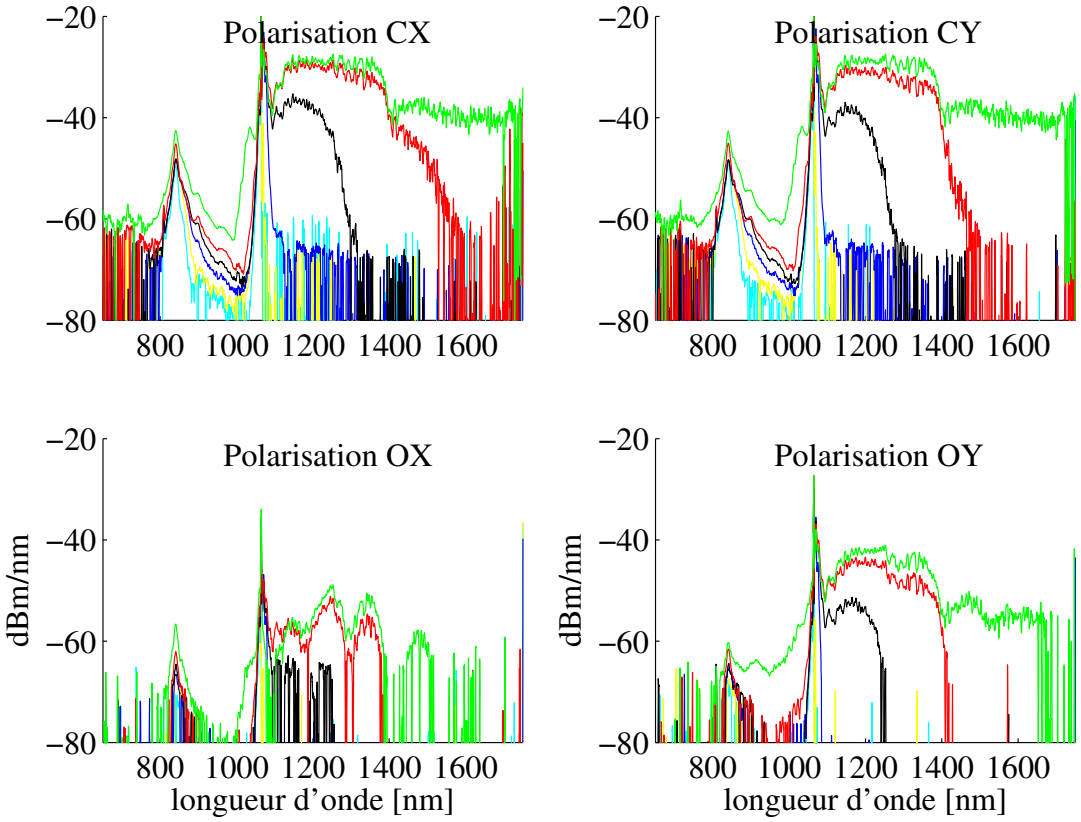


FIGURE 4.3 SC produit par la fibre T62-I de 10 m à différentes puissances de pompe pour différentes polarisations. OX(Y) : la polarisation de la pompe est en X(Y) et la mesure du SC généré est faite selon la polarisation orthogonale Y(X) ; CX(Y) : la polarisation de la pompe est en X(Y) et la mesure du SC généré est faite selon la même polarisation X(Y).

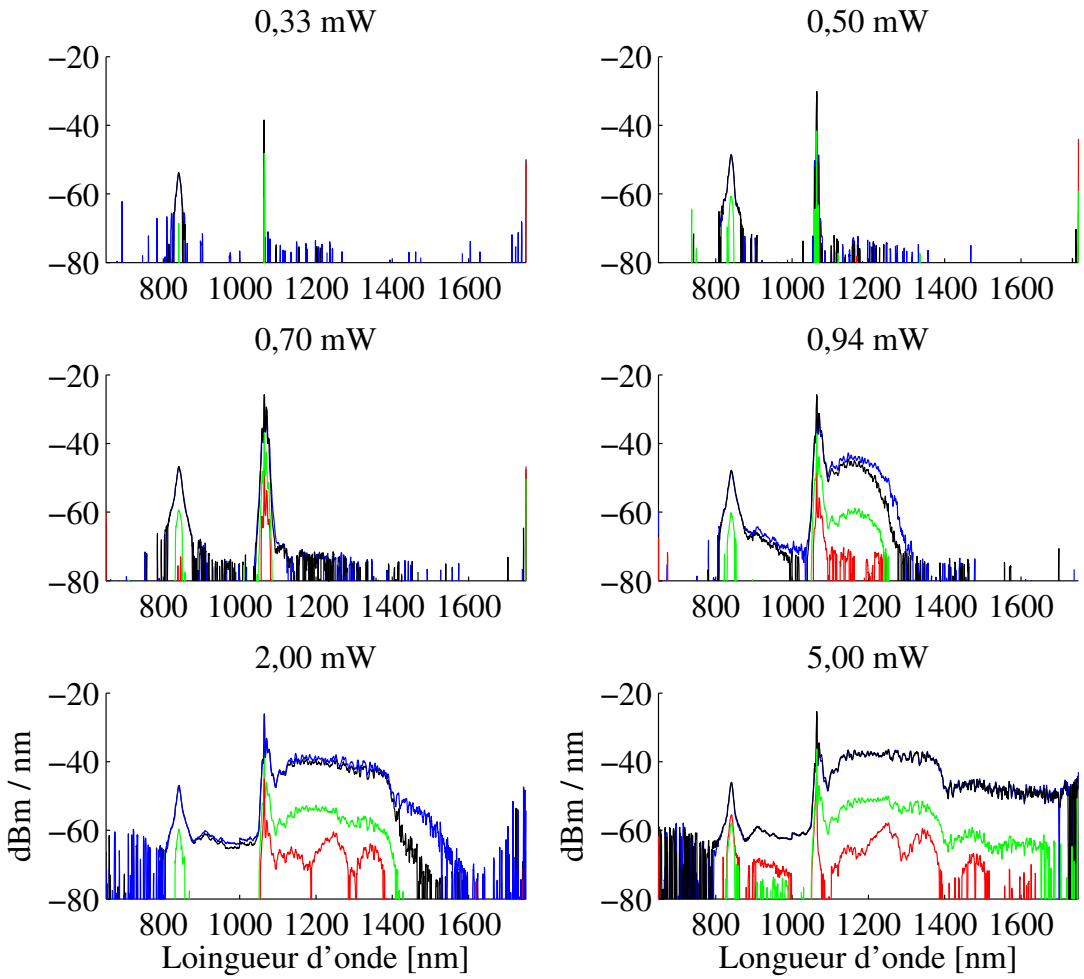


FIGURE 4.4 SC mesuré selon une polarisation colinéaire à la pompe (courbes bleues et noires) et orthogonale à la pompe (courbes rouges et vertes) pour différentes puissances de SC.

Chapitre 5

SOURCE LASER ACCORDABLE

5.1 Design et caractérisation de la cavité

La réalisation d'une cavité annulaire servant à la recirculation de la lumière résiduelle demande un alignement difficile à réaliser. Il faut d'abord injecter la lumière dans la fibre et ensuite rediriger la lumière en sortant de nouveau vers la face d'entrée de la fibre.

Pour injecter la pompe dans la cavité, il faut un miroir qui permette de réfléchir ou de transmettre la pompe. Ce même miroir, lorsque la pompe sortant de la fibre est redirigée vers la face d'entrée de celle-ci (un cycle complet dans la cavité), affecte cette dernière de la même manière : il réfléchit ou transmet respectivement la pompe. Ainsi, il est impossible de réaliser une recirculation à la longueur d'onde de pompe si l'optique d'injection dans la cavité (ici un miroir) est parfaitement efficace.

Il est donc nécessaire de générer au moins une deuxième longueur d'onde intracavité afin d'observer son recyclage. Aussi, l'optique d'injection dans la cavité doit agir pour la pompe λ_P et la longueur d'onde intracavité (longueur d'onde fille λ_f) de façon opposée : réflexion pour l'une et transmission pour l'autre.

5.1.1 Source laser fondée sur la GSH dans un cristal de KTP en cavité non microstructurée

Dans un premier temps, on propose de réaliser une cavité de recirculation utilisant seulement deux longueurs d'onde et des optiques simples. Ceci a l'avantage de nous permettre de travailler avec une fibre dont le cœur est plus gros que celui d'une fibre microstructurée, facilitant l'alignement et permettant un couplage facile du faisceau à la fibre. Afin de générer une deuxième longueur d'onde distante de celle de la pompe, un cristal de KTP a servi de doubleur de fréquence ($\lambda_P = 1064$ nm et $\lambda_f = 532$ nm). L'optique d'injection de la pompe utilisée est un filtre interférentiel (FL-1064 de Thorlabs$^{\text{TM}}$) qui transmet la pompe et réfléchit la fille (voir la figure 5.1).

Pour mesurer s'il y a effectivement recirculation ou gain, il est impossible d'effectuer une mesure intra-cavité, car on empêcherait la recirculation en coupant la boucle. Deux lames de microscopes ont donc été placées le long du montage de façon à éjecter par réflexion de Fresnel une portion de la lumière de la cavité (environ 8% à 1064 nm et 9% à 532 nm sur

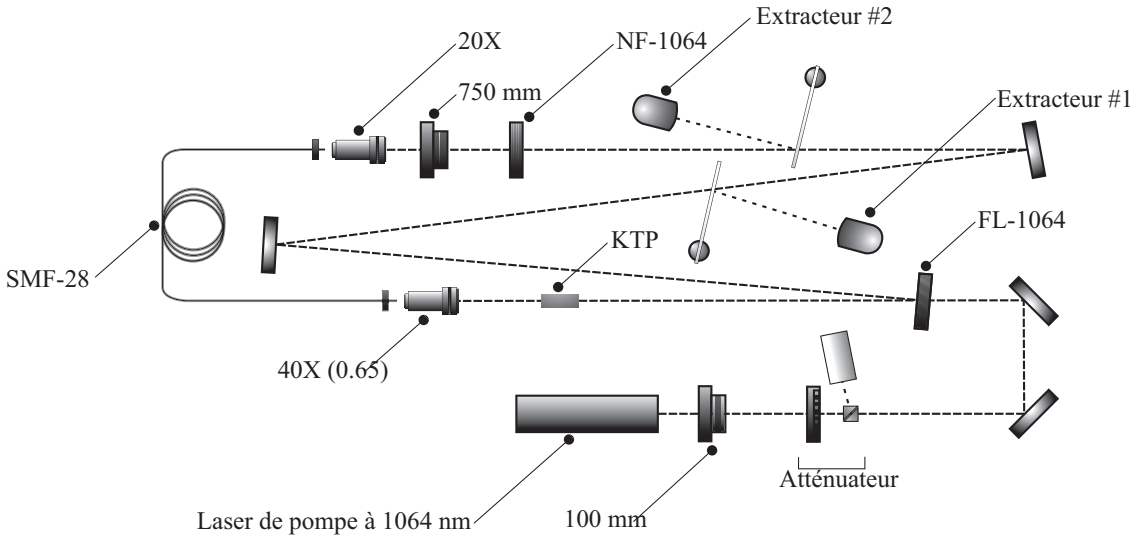


FIGURE 5.1 Montage expérimental utilisé pour mesurer le gain par recirculation à $\lambda_f = 532$ nm obtenue par GSH dans un cristal de KTP. NF-1064 : filtre éliminant la pompe à 1064 nm sur une plage de 10 nm ; FL-1064 : filtre passe-bande qui laisse passer uniquement la pompe sur une plage de 10 nm.

chaque lame). Ces prélèvements peuvent ensuite être filtrés spectralement et mesurés. De façon à savoir si le signal fille est recyclé, le cristal de KTP fut d'abord placé à la sortie de la fibre. Ainsi, si le signal est recyclé, il y aura du vert ($\lambda = 532$ nm) entre la sortie de la fibre et le KTP. La figure 5.1 montre le montage réalisé, à la différence que le KTP est à l'entrée de la fibre. La pompe est injectée dans la cavité par transmission à travers le filtre FL-1064 passe-bande à $\lambda = 1064$ nm, elle est ensuite couplée dans la fibre SMF-28$^{\text{TM}}$ de Corning à l'aide d'un objectif de microscope. Une fois éjectée de la fibre, la pompe passe par l'extracteur qui prélève une fraction de sa puissance et elle passe ensuite par le cristal de KTP qui génère λ_f. Les deux longueurs d'onde frappent un premier miroir qui les dirige sur un second miroir, placé de façon à ce que l'incidence reste quasi normale sur filtre FL-1064 (car la réflexion de λ_f sur le filtre diminue avec l'angle d'incidence). La pompe à λ_p est éjectée de la cavité par le filtre FL-1064 et la fille à λ_f est réfléchie vers la fibre et couplée à cette dernière par l'objectif de microscope. En sortie de fibre, la fille est dirigée vers l'extracteur qui prélève une fraction de puissance à λ_f. De la présence de la fille à l'extracteur nous concluons que l'alignement permet la recirculation.

5.1.2 Gain par recyclage

Afin de mesurer le gain expérimental obtenu et de le comparer au modèle théorique développé à la section 2.5, il est nécessaire de mesurer les pertes optiques le long du montage et de connaître le taux de conversion dans le cristal de KTP.

Mesure de l'efficacité de conversion du KTP

La conversion de deux photons pompe à $\lambda_p = 1064$ nm en un photon fille à $\lambda_f = 532$ nm est un processus qui dépend de la puissance pompe. Ainsi, le paramètre nonlinéaire effectif ρ défini ci-dessous à l'équation 5.1 fut mesuré à différentes puissances afin d'en déduire un taux de conversion à toute puissance de pompe. Dans l'approximation où la pompe n'est pas appauvrie, nous avons la relation suivante (se référer à l'annexe E) :

$$\rho = \Gamma^2 L^2 \sin^2(2\theta)\cos^2(2\theta) \tag{5.1}$$

où Γ est le paramètre nonlinéaire du cristal, L sa longueur et θ l'angle que fait la polarisation du faisceau pompe avec les axes propres du cristal (plus particulièrement l'axe z). Le tableau 5.1 résume les valeurs mesurées. On trouve en annexe une description de la GSH dans le cristal de KTP utilisé (Annexe E). La conversion est moins efficace que prédite selon le modèle de la pompe non appauvrie et à des fins pratique, on prendra la valeur moyenne du tableau 5.1 pour la modélisation du gain.

Mesure des pertes optiques le long du montage expérimental

Les pertes optiques avant et après la génération, ainsi que la fraction de puissance à λ_f éjectée de la cavité permettent de prédire le gain théorique obtenu par recirculation.

Tableau 5.1 Paramètre nonlinéaire effectif de la génération de second harmonique dans le cristal de KTP utilisé. Les puissance mesurées sont des puissances moyennes, alors que le calcul rigoureux se fait en terme des puissances crêtes.

$\rho = \Gamma^2 L^2 \sin^2(2\theta)\cos^2(2\theta)$ du KTP

P_{1064}	P_{532}	$\rho \times 10^{-1}$ [W^{-1}]
13,35 mW	73,7 μW	4,135 3
12,0 mW	62,0 μW	4,305 6
10,76 mW	52,0 μW	4,491 9
9,49 mW	38,5 μW	4,274 9
moyenne		4,301 9

Rappelons que ce gain n'est pas un gain réel de puissance, puisqu'il n'y a pas davantage de génération à λ_f qu'en produit le KTP. Le tableau 5.2 présente les pertes mesurées tout au long du parcours de la lumière.

Deux détecteurs ont donc été utilisés – un détecteur au silicium (PD-300 de Ophir couvrant la plage de 350 à 1100 nm) pour la pompe et un deuxième détecteur au silicium (VIS de Coherent couvrant la plage de 400 à 1060 nm) pour la fille. Ce dernier est précis au nanowatt et permet d'effectuer des mesures statistiques.

Test de recyclage et évaluation du gain

Dans cette section, on rapporte les valeurs et mesures obtenues expérimentalement lorsqu'on recycle ou non $\lambda_f = 532$ nm obtenu par GSH dans le cristal de KTP utilisé (voir Annexe E). Le tableau 5.3 et 5.4 explicitent les puissances moyennes P_{moy} obtenues après ~ 1400 et ~ 400 mesures ainsi que l'écart-type σ de ces mesures pour respectivement une fibre unimodale à 1064 nm et une fibre unimodale à 1550 nm (SMF-28 de Corning). La figure 5.1 décrit le montage utilisé. Les valeurs sont obtenues en mesurant la puissance éjectée de la cavité par une lame de microscope (9.28% de réflexion) dont la longueur d'onde de pompe a été filtrée à l'aide d'un filtre interférentiel (FL-1064-10) et détecté par un PD-300 de Ophir.

Afin de mettre à l'épreuve notre modèle théorique de gain par recirculation (fait en section 2.5.1), on évalue sa valeur théorique en déterminant les pertes subies avant l'extraction de λ_f (notées p_a) et les pertes entre l'extraction et le cristal de KTP qui génère λ_f (notées p_b). La fraction de puissance extraite de la cavité vaut $\alpha = 0{,}092\ 8 \pm 0{,}000\ 8$. Pour vérifier l'équation 2.25 de la valeur théorique du gain, on doit déterminer expérimentalement les pertes p_a et p_b.

Les pertes p_a qui surviennent avant la mesure sont évaluées de la façon suivante :

1. le couplage dans la fibre et les pertes par les objectifs (55,7% de pertes),
2. la réflexion/absorption sur la lentille de focale $f = 750$ mm (9% de pertes),
3. la réflexion/absorption par le filtre NF-1064 (47,75% de pertes)

On trouve une valeur expérimentale de $p_a = 1 - (1 - 0{,}557)(1 - 0{,}09)(1 - 0{,}477\ 5) = 78{,}94 \pm 0{,}55\%$. En prélevant 9,28% à l'extracteur et avec un gain mesuré de $G = 1{,}10 \pm 0{,}02$, on estime, à partir de la formule 2.25 les pertes après prélèvement p_b à :

$$p_b = 1 - \frac{1 - \frac{1}{G}}{(1 - p_a)(1 - \alpha)} \tag{5.2}$$

Ce qui nous donne $p_b = 52{,}43 \pm 4{,}16\%$.

On peut aussi évaluer les pertes après mesure p_b de la même façon qu'on a évalué p_a :

TABLEAU 5.2 Pertes optiques et taux de couplage mesurés en différents endroits le long du montage expérimental (voir la figure 5.1) pour une fibre optique SMF-28 de 0,8 m et efficacité des filtres interférentiels utilisés pour le filtrage spectral.

Position sur le montage	longueur d'onde [nm]	Détecteur	Note
Pompe avant le KTP	1064	PD-300	P_0
P_{532nm} après le KTP	532	Coherent	$P_{532} = 0{,}43P_0^2$
Réfléchi par KTP et l'objectif.	1064	PD-300	2,25%
Sortie de fibre	1064	PD-300	46,2% de couplage
	532	Coherent	44,3% de couplage
Prélèvement par une lame de microscope	532	Coherent	9,28% réfléchi
	1064	PD-300	8,18% réfléchi
Après un FL-1064	1064	PD-300	23,66% de pertes
	532	Coherent	99,95% de pertes
Pertes sur un FL-1064	532	Coherent	41,63% de pertes
Après un FL-532	1064	PD-300	99,94% de pertes
	532	Coherent	22,61% de pertes
Après un NF-1064	1064	PD-300	49,58 dB à 1064 nm
	532	Coherent	47,75% de pertes
Après un miroir	532	Coherent	2,70% de pertes
Après la lentille de $f = 750$ mm	532	Coherent	9,0% de pertes

TABLEAU 5.3 Puissances mesurées expérimentalement avec et sans recyclage pour une fibre unimodale à 1064 nm de 1 m ainsi que l'écart-type enregistré pour chaque puissance moyenne.

avec recyclage		sans recyclage		
Paramètres	valeurs	Paramètres	valeurs	Gain
P_{moy}	7,61 μW	P_{moy}	6,96 μW	1,093 4
σ	842 nW	σ	594 nW	
P_{moy}	7,21 μW	P_{moy}	6,40 μW	1,126 6
σ	497 nW	σ	428 nW	
P_{moy}	7,39 μW	P_{moy}	6,67 μW	1,107 9
σ	642 nW	σ	454 nW	
P_{moy}	7,29 μW	P_{moy}	6,74 μW	1,081 6
σ	319 nW	σ	701 nW	
Gain moyen				$1{,}102 \pm 0{,}017$
Nombre moyen de mesures pour le calcul de l'écart-type				≈ 1400

TABLEAU 5.4 Puissances mesurées expérimentalement avec et sans recyclage pour une fibre SMF-28 de 1 m ainsi que l'écart-type enregistré pour chaque puissance moyenne.

avec recyclage		sans recyclage		
Paramètres	valeurs	Paramètres	valeurs	Gain
P_{moy}	3,31 μW	P_{moy}	3,02 μW	1,096 0
σ	51 nW	σ	53 nW	
P_{moy}	2,33 μW	P_{moy}	2,12 μW	1,099 1
σ	37 nW	σ	38 nW	
P_{moy}	3,40 μW	P_{moy}	3,11 μW	1,093 3
Gain moyen				1,096 1 $\pm$ 0,002 4
Nombre moyen de mesures pour le calcul de l'écart-type				$\approx$ 400

1. la réflexion/absorption sur les miroirs (2,70% de pertes),
2. la transmission/absorption sur le FL-1064 (41,63% de pertes),
3. la réflexion/absorption par le KTP (2,25% de pertes),

ce qui nous donne une valeur attendue de

$$p_b^{attendue} = 1 - (1 - 0{,}027)(1 - 0{,}027)(1 - 0{,}416\ 3)(1 - 0{,}022\ 5) \tag{5.3}$$

$$= 45{,}98 \pm 0{,}24\% \tag{5.4}$$

Cette valeur « théorique » indique qu'il y a en pratique 6,45±4,17% de pertes supplémentaires par rapport à cette valeur attendue. Ces pertes proviennent certainement des paramètres du faisceau qui ne sont pas optimaux pour le recouplage et de la trajectoire qui n'assure pas le meilleur couplage [1].

1. Il faut noter que les pertes lors du recouplage de la longueur d'onde d'intérêt (ici à 532 nm) à la fibre l'aillant créée (couplage fibre-à-fibre) ont été considérées identiques que celle lors du couplage direct entre le faisceau laser et la fibre. Par contre, les pertes en configuration fibre-à-fibre sont légèrement moins élevées. Ceci à pour effet d'augmenter p_b en 5.2, éloignant sa valeur de celle attendue.

5.2 Remplissage du SC : gain nonlinéaire

Nous avons montré la possibilité d'augmenter la puissance éjectée de la cavité en recyclant la longueur d'onde d'intérêt (voir la section 5.1.2). Dans la configuration annulaire composée d'une FCP, la longueur d'onde fille λ_f générée par GSH dans un cristal de KTP est remplacée par une longueur d'onde extraite d'un SC. Aussi, l'élément sélectif qui sert à extraire une longueur d'onde n'est plus une lame de microscope, mais plutôt un réseau de Bragg en volume (voir la description à l'Annexe C).

On espère alors mesurer non seulement un gain linéaire par recirculation, mais aussi un gain nonlinéaire par « rebouchage » (voir la section 5.2.2). Afin de discriminer les deux gains, le montage 5.2 de la section suivante a été réalisé. L'idée est de générer un SC dans une première FCP, d'en extraire une longueur d'onde à l'aide d'un RBT et de réinjecter le spectre restant dans une nouvelle FCP identique à celle l'ayant créé. Les axes propres (lent et rapide) des deux fibres doivent être alignés afin de maximiser le gain nonlinéaire ; les effets nonlinéaires générant le SC dépendent de la polarisation (voir la section 4.1.1). On mesure alors le SC auquel on a prélevé λ_f avant de le réinjecter dans une deuxième fibre et on compare son spectre avec celui en sortie de la deuxième fibre. On note alors une augmentation de la puissance à λ_f grâce au rebouchage par des effets nonlinéaires et linéaire. Ce gain de puissance peut être dû aux trois phénomènes suivants.

1. La puissance de pompe restante étant réinjectée dans la fibre, elle génère de la même façon la longueur d'onde mesurée (gain nonlinéaire dû à la pompe – GSC).
2. La fraction de puissance non éjectée à la longueur d'onde d'intérêt est réinjectée et donc recyclée (gain linéaire par recyclage).
3. Le trou créé par l'éjection de la longueur d'onde est rebouché par effets nonlinéaires à partir du SC (gain nonlinéaire par rebouchage).

Afin de ne pas mesurer le gain par recirculation, on compare les spectres avant et après la deuxième fibre. Aussi, en plaçant un filtre interférentiel atténuant la pompe de 49,58 dB, on pourra discerner le gain dû à la pompe de celui dû aux effets nonlinéaires (non directement dus à la pompe). La mesure du gain par effets nonlinéaires est faite à la section 5.2.2 et celle du gain de pompe est faite à la section 5.2.3.

5.2.1 Montage expérimental et manipulation

Pour mesurer le gain par rebouchage, on commence par générer un SC dans une première fibre. On sélectionne une longueur d'onde que l'on extrait par un RBT et l'on injecte ce qu'il reste dans une autre fibre identique à la première. S'il y a du gain, le creux créé par le

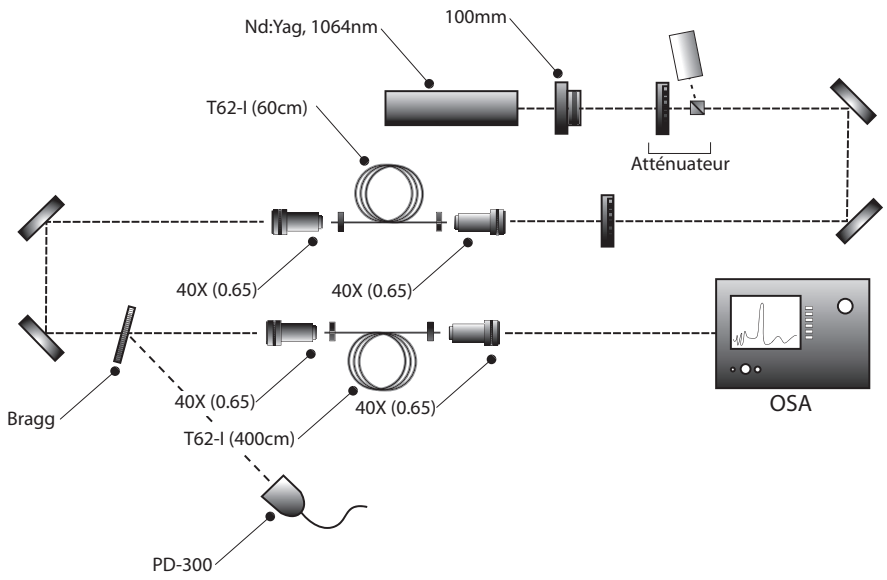


FIGURE 5.2 Montage expérimental. Le réseau de Bragg tourne sur son axe pour sélectionner la longueur d'onde résonnante. Le Bragg est optimisé à 810 nm, mais offre une transmission à 60% environ autour de la pompe.

premier réseau de Bragg en volume par transmission dans le SC devrait être moins important en sortie de la deuxième fibre.

5.2.2 Mesure du gain nonlinéaire

Les figures 5.3, 5.4 et 5.5 représentent les spectres obtenus avant (en rouge) et après (en bleu) la deuxième FCP lorsque le RBT est résonnant à 1150, 1200 et 1250 nm respectivement. Aussi, chaque courbe est obtenue en soustrayant au spectre montrant le creux créé par le RBT le spectre de référence ; c'est-à-dire le spectre du SC sans réseau sélectif.

Les figures 5.3 à 5.5 montrent un gain évident de 0,75 dB à 2 dB autour de la longueur d'onde d'intérêt. On conclut que le rebouchage du trou créé par le RBT est possible et que la source laser fondée sur la génération de supercontinuum promet d'être plus efficace que les technologies actuelles.

Le tableau 5.5 décrit les valeurs de rebouchage pour les différentes longueurs d'onde observées.

Lors de la génération du supercontinuum, plusieurs phénomènes nonlinéaires se cascadent. Ainsi, certaines longueurs d'onde sont le résultat d'un simple MQO avec la pompe, alors que d'autres sont le résultat d'une cascade de niveau n. On devine que plus la longueur d'onde est « loin » dans la cascade, plus il pourrait être difficile de reboucher un trou à cette longueur

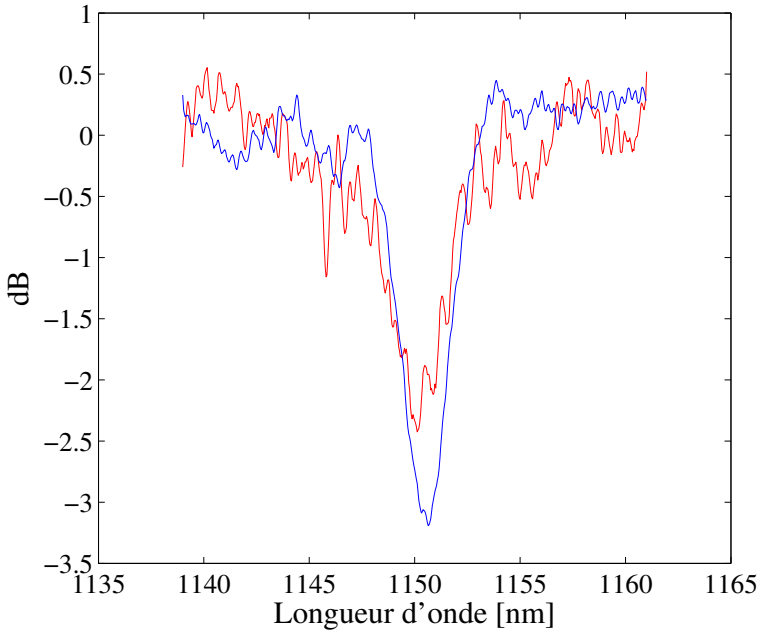


FIGURE 5.3 Spectres montrant un rebouchage par effets nonlinéaire du creux créé par un RBT à 1150 nm. En bleu, la courbe à l'entrée et en rouge, la courbe à la sortie de la seconde fibre.

TABLEAU 5.5 Mesure approximative du gain nonlinéaire mesuré expérimentalement à différentes longueurs d'onde.

λ [nm]	Gain [dB]
1110	1,5
1150	1
1200	2
1217	2,25
1250	0,75

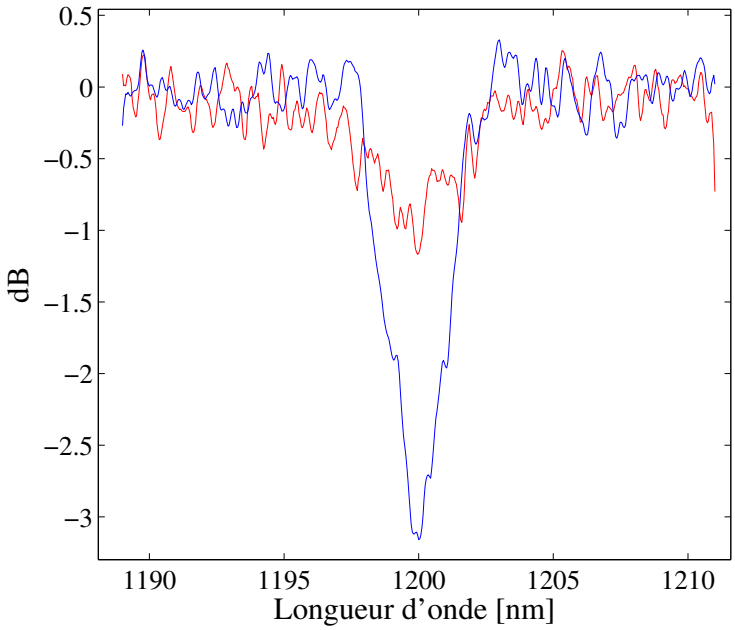


FIGURE 5.4 Spectres montrant un rebouchage par effets nonlinéaire du creux créé par un RBT à 1200 nm. En bleu, la courbe à l'entrée et en rouge, la courbe à la sortie de la seconde fibre.

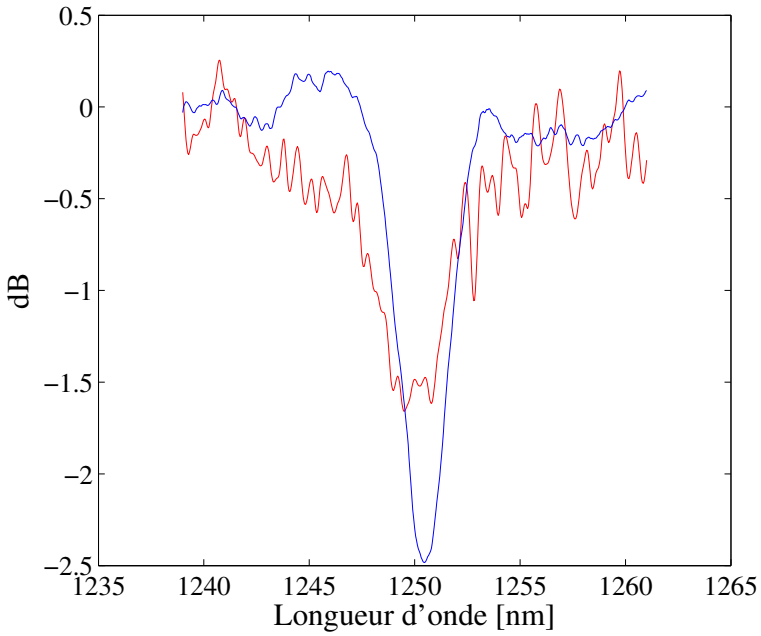


FIGURE 5.5 Spectres montrant un rebouchage par effets nonlinéaire du creux créé par un RBT à 1250 nm. En bleu, la courbe à l'entrée et en rouge, la courbe à la sortie de la seconde fibre.

d'onde. L'origine de la génération de la longueur d'onde extraite pourrait donc expliquer la grande variation entre les valeurs de gain mesurées d'une longueur d'onde à l'autre.

5.2.3 Gain de pompe dans la deuxième fibre

On montre aussi que la pompe joue un rôle dans le rebouchage, c'est-à-dire que la pompe résiduelle permet d'accroître le SC. La figure 5.6 montre les courbes de gain sans pompe et en présence de pompe à la sortie de la seconde fibre. On remarque un gain dû à la pompe d'environ 0,4 dB à 1200 nm.

En pratique, la pompe est éjectée de la cavité et le gain de pompe est alors négligeable devant le gain nonlinéaire de rebouchage qui permet d'atteindre quelques dB.

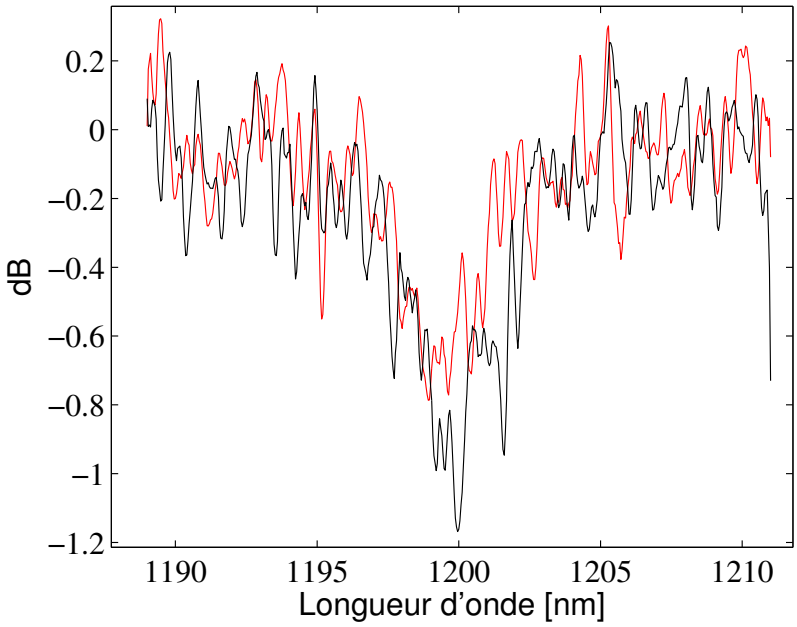


FIGURE 5.6 Spectres à la sortie de la seconde fibre lorsque le RBT extrait une fraction du SC à 1200 nm, auquel a été soustrait le spectre toujours à la sortie de la seconde fibre, mais sans la présence du RBT (référence). La courbe noire représente le cas où la pompe est éliminée à l'entrée de la seconde fibre et la courbe rouge représente le cas où la pompe n'est pas éliminée.

5.3 Source accordable

À la section 5.1.2 nous avons montré la possibilité de recycler la fraction de puissance non éjectée de la cavité à la longueur d'onde d'intérêt λ_f, afin d'observer un gain linéaire (de l'ordre de 10%) sur la puissance éjectée, mais ce, pour une seule longueur d'onde et sans la présence du SC. Aussi, nous avons démontré expérimentalement la possibilité d'observer un gain nonlinéaire (voir la section 5.2) à différentes longueurs d'onde, mais ce, en configuration rectiligne – le gain se faisant dans une deuxième FCP. Dans la section qui suit, nous examinons la possibilité d'observer un gain (linéaire et nonlinéaire) sur une plage accordable de longueur d'onde. La configuration utilisée est celle de la figure 5.7 telle qu'envisagée au début du projet.

La pompe est injectée dans la cavité à l'aide d'un RBR et sa polarisation est contrôlée à l'aide d'une lame demi-onde à 1064 nm. Elle passe ensuite par un RBR qui sert à sélectionner la longueur d'onde à éjecter de la cavité, ce qui n'a donc aucun effet sur la pompe (outre une déviation négligeable de sa trajectoire). Une fois injectée dans la FCP, elle génère un SC plat dans le proche infrarouge (voir la figure 4.1), soit entre 1000 et 1700 nm. Le SC est collimé par un objectif de microscope identique à celui ayant injecté la pompe dans la fibre et il est redirigé vers le RBR qui extrait une fraction du spectre (~ 3 nm) avant d'être réinjecté dans la FCP l'ayant créé. La lumière extraite de la cavité est soit dirigée vers un détecteur, soit injectée dans une fibre multimodale et analysée à l'aide d'un OSA.

La figure 5.8 montre la puissance à λ_f mesurée en fonction de la polarisation de la pompe à l'entrée de la fibre avec et sans recirculation. On note une dépendance claire en polarisation : selon la polarisation le gain varie entre 1.09 et 1.23. On remarque aussi que les maximums de gain mesurés sont séparés par environ 38°. Outre l'aspect périodique du gain en polarisation, on s'attend à ce que les maximums soient séparés par 45°, soit une rotation de 90° de la polarisation de la pompe pour coïncider avec les axes propres de la fibre. On croît que l'erreur de 16% vient du fait que les faces de la fibre ne sont pas bien alignées. Il y aurait alors une rotation nonlinéaire de la polarisation dans la fibre lors du recyclage.

La figure 5.9 compare le gain mesuré en fonction de l'angle de la demi-onde à $\lambda =$ 1 017,36 nm avec celui de la figure 5.8, soit à 1 022,48 nm. On retrouve la même périodicité et la même allure. Étant donné leur faible écart en longueur d'onde, elles doivent être dues aux mêmes effets nonlinéaires (à l'AMP). Il est donc normal que leur dépendance en polarisation soit semblable.

À la figure 5.10 on montre un gain pour des longueurs d'onde allant de 1 009,96 nm à 1 029,92 nm, soit sur une plage d'environ 30 nm. Cette figure a été obtenue pour un angle de la lame demi-onde de 60° (à cet angle, les puissances mesurées sont plus stables). La figure 5.9 montre que le gain maximal est atteint lorsque la lame demi-onde est à environ 80°

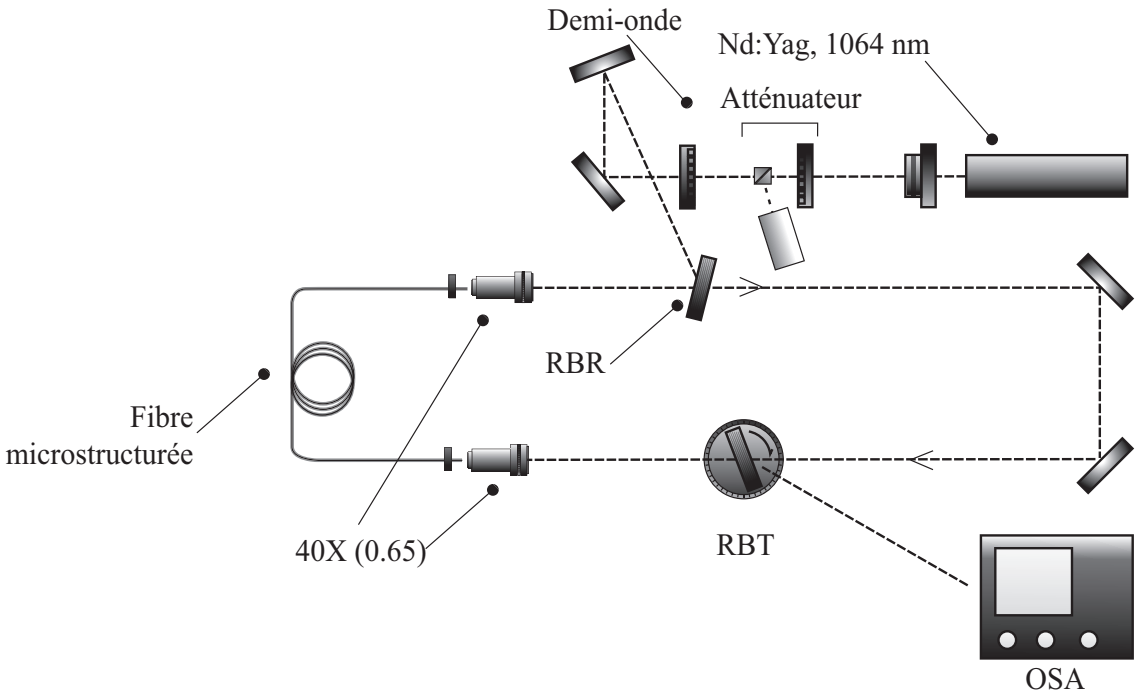


FIGURE 5.7 Montage expérimental servant à démontrer le fonctionnement de la source accordable fondée sur la GSC dans une FCP avec recirculation.

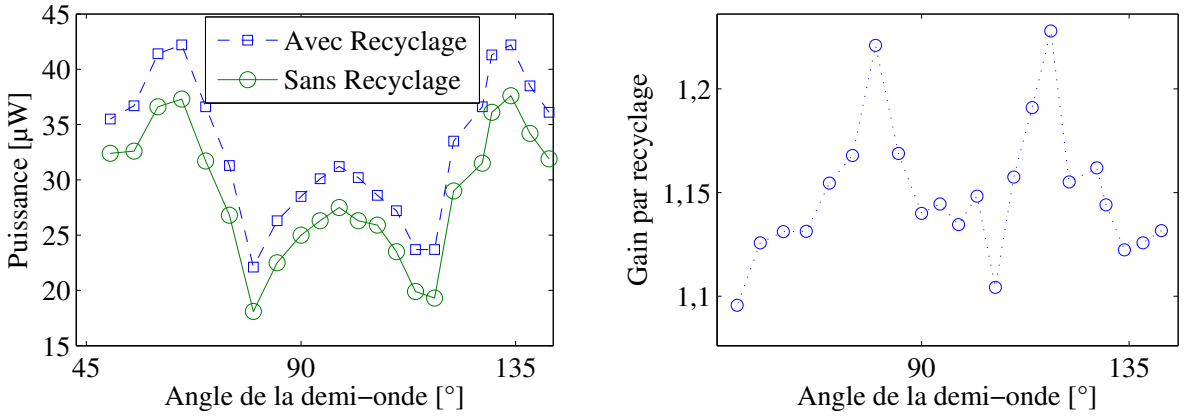


FIGURE 5.8 À gauche : Mesure des puissances à $\lambda = 1\ 022{,}48$ nm avec et sans recyclage en fonction de l'angle de la lame demi-onde qui tourne la polarisation de la pompe. À droite : Mesure du gain à 1 022,48 nm en fonction de l'angle de la lame demi-onde.

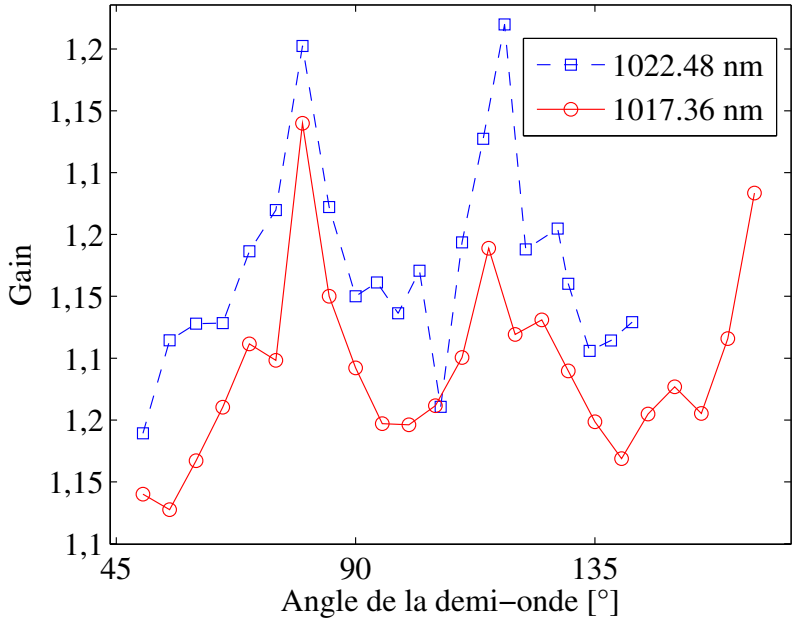


FIGURE 5.9 Gain mesuré en fonction de l'angle de la lame demi-onde à l'entrée de la fibre pour les longueurs d'onde 1 022,48 nm et 1 017,36 nm.

(environ 1,1 fois plus grand que le gain à 60°). Ceci suggère que le gain maximal atteignable est supérieur à celui de la figure 5.9. Aussi, vu la dépendance en polarisation du gain, on montre son caractère nonlinéaire, confirmant que le recyclage du SC permet de rendre une telle source laser plus efficace par design en configuration de recyclage.

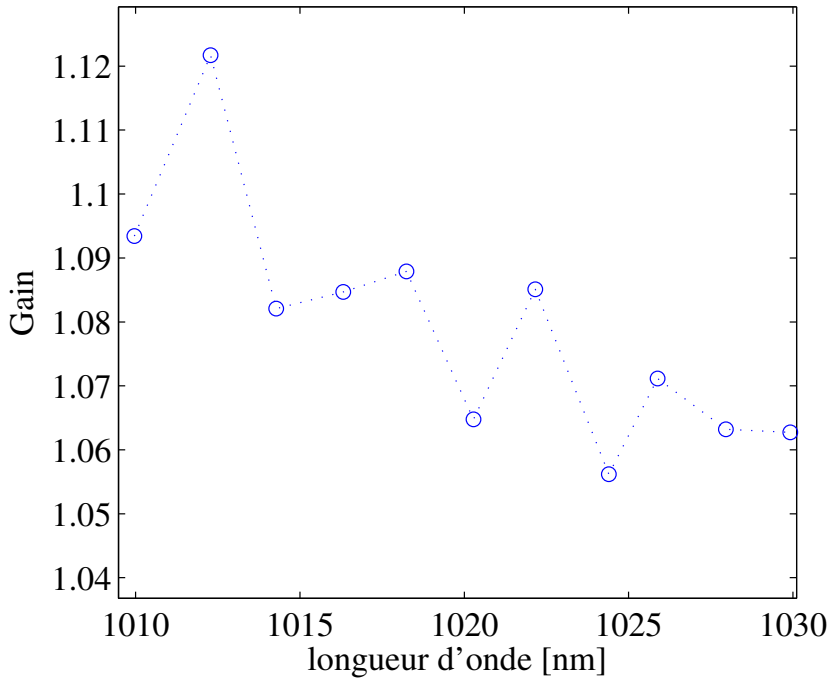


FIGURE 5.10 Gain mesuré pour différentes longueurs d'onde pour un angle de 60° sur la lame demi-onde.

Chapitre 6

CONCLUSION

Le présent mémoire indique qu'il est possible de rendre une source fondée sur la GSC dans les FCP plus efficace par design en réinjectant la portion normalement non utilisée du large spectre lumineux qu'est le SC dans la fibre l'aillant créé. Ce faisant on observe un gain nonlinéaire à la longueur d'onde souhaitée (longueur d'onde utile qui est éjectée de la cavité).

Les résultats des travaux présentés ici indiquent qu'une telle source est un choix réaliste pour les utilisateurs de sources accordables. Cet usager travaille typiquement dans le domaine de la santé ou en recherche fondamentale et il a besoin d'un large spectre, d'une puissance appréciable et d'un principe d'utilisation simple. Toutes ces requêtes peuvent être comblées, offrant un outil polyvalent utile aux vastes domaines de l'imagerie médicale et de la recherche.

6.1 Synthèse des travaux

L'idée originale de *Photon etc.* de réinjecter la lumière non utilisée dans la fibre l'ayant créée représente la ligne directrice des travaux rapportés dans ce document. Il s'agit en quelque sorte d'une reconfiguration d'une source SC pour y introduire une cavité optique. Bien que le gain envisageable puisse atteindre 6 dB, les pertes du point de vue pratique limitent le gain à quelques pour-cents.

Le fait de réinjecter le reste du SC entraîne un gain à la longueur d'onde voulue de trois façons et elles ont été mesurées séparément. La première augmente la puissance si l'on permet le recyclage par effet linéaire ; il n'y a pas gain réel de puissance à λ_1 (longueur d'onde d'intérêt). L'élément sélectif en longueur d'onde, le réseau de Bragg en transmission, permet d'éjecter de la cavité une fraction et non toute la puissance à λ_1 lors du premier passage. Ainsi, lorsque la portion non éjectée est réintroduite dans la fibre, une fraction de ce qui reste sera rééjectée de la cavité par le réseau de Bragg et un gain de puissance moyen sera mesuré. Ce gain est dit de recyclage et ne représente pas une augmentation totale de la puissance à λ_1 – seulement un gain de la fraction éjectée. Le recyclage permet seulement d'extraire d'avantage de puissance lorsque l'élément sélectif n'est pas parfait. Expérimentalement, un gain de 10% à 532 nm (produit par GSH dans un cristal de KTP) fut observé par recyclage dans une fibre SMF-28 et correspond à la valeur prédite par le modèle théorique.

Les deux autres sources de gain augmentent la puissance à la longueur d'onde choisie

par effets nonlinéaires. Le premier cas est dû à la pompe. Lorsqu'elle est introduite dans la cavité à l'aide d'un RBR, une fraction de sa puissance n'est pas réfléchie dû à l'efficacité non parfaite du réseau. Ainsi, lorsque le SC repasse par le réseau, la pompe est éjectée de la cavité, mais tout comme à son injection dans la cavité, une fraction n'est pas déviée et est redirigée et puis recouplée à la fibre. Cette fraction de pompe peut reboucher le trou créé par le RBT et fournir un gain réel de puissance à λ_1. Lorsque la pompe n'est pas éliminée du SC et qu'on le recouple à une FCP identique à celle l'aillant créée, on note un gain de l'ordre de 26% supplémentaire dû à la pompe.

Le gain le plus intéressant et dominant est le rebouchage par effets nonlinéaires. Il survient lorsque le SC agit comme amorce aux processus de conversion de fréquences comme le MQO, AMP et la GSH. Le trou à λ_1 se comble en prélevant de la puissance aux autres longueurs d'onde. C'est ce gain qui justifie une configuration telle qu'étudiée dans ce mémoire, car la pompe est pratiquement éliminée du SC par le RBR et ne contribue que très peu au gain nonlinéaire. Ce gain nonlinéaire compense d'abord les pertes supplémentaires introduites par l'ajout d'éléments optiques servant au recyclage et permet ensuite de convertir de la puissance du SC vers λ_1.

Le facteur limitant de cette configuration est la perte de puissance due au couplage fibre-à-fibre du SC. Le modèle théorique montre que le gain total est inversement proportionnel aux pertes subies le long de la boucle (modulé par le gain nonlinéaire). Des pertes de l'ordre de 25% ont été mesurées pour le couplage fibre-à-fibre, impliquant qu'il serait possible de mesurer un gain linéaire de 400%. Par contre, la complexité pratique du montage et de l'alignement limite le gain et quelques options sont envisageables pour augmenter la puissance moyenne mesurée, soit le gain.

6.2 Améliorations futures

La configuration actuelle ne permet pas d'évaluer le recouplage du SC à la fibre l'aillant créé en temps réel. Comme les facteurs limitants sont les pertes subies lors d'un tour complet dans la cavité, il est primordial de maximiser ce couplage fibre-à-fibre afin d'optimiser le gain net à λ_1. Ce problème est dû au fait qu'un déplacement du faisceau change l'efficacité du RBR et peut éventuellement aussi changer la longueur d'onde résonnante. Afin d'obtenir une valeur du recouplage, on peut évaluer l'intensité de l'écho recyclé qui suit la nouvelle impulsion.

En prélevant une fraction de la lumière de la cavité à l'aide d'une lame partiellement réfléchissante, on pourra maximiser le couplage du SC à la fibre en maximisant l'intensité de l'écho. Cet écho peut être mesuré à l'oscilloscope en utilisant un tube photo-multiplicateur

(TPM). On propose de mesurer et de visualiser l'impulsion précédente et non de mesurer uniquement la puissance moyenne au détecteur.

Une autre astuce pour diminuer les pertes serait d'aligner convenablement les axes propres des bouts de la FCP. Le recouvrement théorique entre le faisceau sortant de la fibre et le mode de la fibre en fonction de l'angle entre ces derniers varie entre 1 et 0,85. Il serait donc judicieux de mieux contrôler l'orientation de la fibre sur son support. Il existe des supports rotatifs, mais ils sont très instable et une légère rotation entraîne une perte totale du couplage. On pourrait imaginer un montage qui permet de visualiser la face de la fibre et de contrôler son orientation sur le support allant sur le montage de la source accordable.

La fusionneuse Vytran permet de visualiser la face de la fibre, mais ne permet pas de placer les supports compatibles avec les Nano-Max de Thorlabs de façon adéquate. Par contre, la technique détaillée en annexe A pourrait permettre un tel alignement. En plaçant sur un Nano-Max devant une lentille un support rotatif suivi du support définitif allant sur le montage (sans le verrouiller) et en éclairant la fibre à l'aide d'une lumière blanche intense, on pourrait utiliser l'image de la face de la fibre pour aligner cette dernière. Une fois l'alignement désiré obtenu, on verrouille la fibre sur son support définitif et on procède de façon identique avec la seconde fibre.

Finalement, la longueur d'onde d'intérêt n'est pas proprement couplée à une fibre pour faciliter l'utilisation de la source accordable. Elle est dirigée vers l'entrée d'une fibre multimodale sans être focalisée convenablement dans son cœur. De plus, à chaque longueur d'onde correspond un angle du réseau de Bragg sélectif et la fibre de sortie de la source doit donc suivre le faisceau éjecté de la cavité. Pour simplifier son fonctionnement, il reste encore à élaborer un mécanisme automatisé de collection de la lumière utile.

Bibliographie

[1] J. M. Dudley, et S. Coen, « Supercontinuum generation in photonic crystal fiber », *Reviews of Modern Physics*, 78(4), 1135-1184, (2006).

[2] F. Benadid, J. C. Knight, G. Antonopoulos, P. St. J. Russell, « Stimulated raman scattering in hydrogen-filled hollow-core photonic crystal fiber », *Science* 298, 399-402 (2002)

[3] I. Babushkin, A. Husakou, J. Herrmann et Y. S. Kivshar, « Supercontinuum generation in arrays of coupled nonlinear waveguides », *Optics Express*, 15(19), 25-27, (2007).

[4] A. Boucon, T. Sylvestre, K. P. Huy, J.-C. Beugnot, G. Malin, H. Maillotte et J. M. Dudley, « Supercontinuum generation by nanosecond dual-pumping near the two zero-dispersion wavelengths of a photonic crystal fiber », *Optics Communications*, 284(1), 467-470, (2011).

[5] R. R. Alfano et S. L. Shapiro, « Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass », *Phys. Rev. Lett.* 24, 584–587 (1970).

[6] C. V. Raman, « A new Radiation », *Indian J. Phys.* 2, 387–398, (1928).

[7] R. H. Stolen, E. P. Ippen, and A. R. Tynes, « Raman oscillation in glass optical waveguide », *Appl. Phys. Lett.* 20(2), 62–64 (1972).

[8] K. Rottwitt, « Raman amplifiers in optical fibers : principles and applications », *Dr.techn thesis*, Technical University of Denmark, DTU Fotonik, Building 343, 2800 Lyngby, Denmark (2008).

[9] P. St. J. Russell, Correspondance personnelle (1991), cité dans Russell (2003)

[10] P. St. J. Russell, « Photonic crystal fibers », *Science* 299, 358-362, (2003)

[11] C. Lin, and R. H. Stolen, « New nanosecond continuum for excited-state spectroscopy », *Appl. Phys. Lett.* 28, 216–218 (1976).

[12] P. Kaiser et H. W. Astle, « Low-loss single material fibers made from pure fused silica », *Bell Syst. Tech. J.* 53, 1021–1039 (1974).

[13] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell et D. M. Atkin, « All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding », *Opt. Lett.* 21, 1547–1549 ; 22, 484–485(E) (1997).

[14] G. P. Agrawal, « Nonlinear fiber optics », *Academic Press*, quatrième édition, San Diego, Calif., (2007).

[15] A. E. El-Taher, J. D. Ania-Castan, V. Karalekas, et P. Harper, « High efficiency supercontinuum generation using ultra-long Raman fiber cavities », *Optics express*17(20), 17909-15, (2009).

[16] A. B. Fedotov, A. N. Naumov, A. M. Zheltikov, I. Bugar, D. Chorvat Jr., D. Chorvat, et D. von der Linde, « Frequency-tunable supercontinuum generation in photonic-crystal fibers by femtosecond pulses of an optical parametric amplifier », *Journal of the Optical Society of America B*, 19(9), 2156, (2002).

[17] D. Ghosh, S. Roy, M. Pal, P. Leproux, P. Viale, V. Tombelaine, et S. K. Bhadra, « Blue-extended sub-nanosecond supercontinuum generation in simply designed nonlinear microstructured optical fibers », *Lightwave Technology*, 29(2), 146-152, (2011).

[18] J. Lasri, P. Devgan, J. E. Sharping et P. Kumar, « A microstructure-fiber-based 10-GHz synchronized tunable optical parametric oscillator in the 1550-nm regime », *IEEE Photonics Technology Letters* 15(8), 1058-1060 (2003).

[19] C. Lesvigne, V. Couderc, A. Tonello, P. Leproux, A. Barthélémy, S. Lacroix, F. Druon, P. Blandin, M. Hanna et P. Georges, « Visible supercontinuum generation controlled by intermodal four-wave mixing in microstructured fiber », *Optics Letters*, 32(15), 2173-2175, (2007).

[20] T. Mori, T. Yamamoto, K. Kurokawa et S. Tomita, « 1.0 μm band supercontinuum generation using photonic crystal fiber and its application as multi-wavelength pulse source », *IEICE Electronics Express*, 7(19), 1504-1508, (2010).

[21] D. K. Serkland et P. Kumar, « Tunable fiber-optic parametric oscillator ». *Optics letters*, 24(2), 92-4, (1999).

[22] D. K. Serkland et P. Kumar, « Tunable pulsed fiber-optic parametric oscillator ». *OFC/IOOC Technical Digest. Optical Fiber Communication Conference* et *International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication* (1), 13-15, (1999)

[23] B. C. Stuart, M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore et M. D. Perry, « Laser-induced damage in dielectrics with nanosecond to subpicosecond pulses », *Phys. Rev. Lett.* 74(12), 2248–2251 (1995).

[24] I. Ciapurin, L. Glebov, V. Smirnov, « Modeling of gaussian beam diffraction on volume bragg gratings in ptr glass », *Practical Holography XIX : Materials and Applications*. Eds : T.H. Jeong, H. Bjelkhagen. Proceedings of SPIE 5742, 183-194, (2005)

[25] H. Kogelnik, « Coupled wave theory for thick hologram gratings », *Bell Syst. Tech. J.* 48, 2909 (1969).

[26] Richard L. Sutherland, « Handbook of Nonlinear Optics », *CRC Press*, deuxième edition (2003).

Annexe A

TECHNIQUE D'ALIGNEMENT PRÉLIMINAIRE D'UNE FIBRE PAR LUMIÈRE RASANTE

Le positionnement de la fibre optique sur son support n'est pas constant d'une manipulation à l'autre. Il est alors nécessaire de réaligner la fibre par rapport à l'objectif d'injection. L'alignement se fait en optimisant la puissance optique guidée jusqu'à l'autre extrémité de la fibre, mesurée par un détecteur. Généralement, lorsque la fibre est installée en face de l'objectif d'injection, il n'y a pas de couplage et donc pas de puissance mesurée en sortie de la fibre, ce qui ne fournit aucun repère pour l'alignement. L'utilisateur doit effectuer un alignement préliminaire lui permettant d'obtenir un signal au détecteur avant de procéder à l'alignement fin.

Lorsque le faisceau laser est visible, on commence par positionner à l'aide des vis de déplacement de son support la fibre de façon à ce que l'on voie de la lumière s'échapper le long de la fibre. On la déplace pour que ce rayonnement radiatif soit visible sur une distance de fibre maximum. À ce moment, le faisceau est mal guidé, mais il doit normalement y avoir une fraction de puissance mesurée sur le détecteur en sortie de fibre.

Cette procédure est plus ardue si le faisceau laser n'est pas visible à l'œil nu. Pour contourner le problème, on présente ici une technique permettant de s'affranchir du positionnement de la fibre par lumière radiative. Il s'agit d'éclairer la fibre à l'aide d'un faisceau lumineux intense rasant la fibre en sens inverse du laser à coupler et de centrer la lumière issue de la fibre sur le faisceau laser (centrer l'image du cœur de la fibre avec le faisceau. La figure A.1 illustre la procédure.). On procède en quelque sorte à une technique inverse.

Un laser de longueur d'onde visible ou une lumière blanche intense est placé pour que le faisceau lumineux rase la fibre. Une fraction de lumière est guidée par le cœur et par la gaine. De l'entrée de la fibre sort un faisceau blanc (ou du moins visible) collimé par l'objectif. On déplace la fibre jusqu'à ce que l'image du cœur (visible sur la tache blanche) coïncide avec un iris ou l'ouverture du laser à coupler à la fibre. On voit l'image que projette la fibre microstructurée T62-I lorsqu'on l'éclaire en lumière rasante à l'aide d'une source blanche tel qu'illustré sur la figure A.2. Le cœur est nettement visible et le pré-alignement est simple à réaliser. Il faut noter que la technique est plus efficace si la fibre est supporté par une « pince » en plastique blanc (le support à fibre de Thorlabs HFF001 est particulièrement bien adapté, voir la figure A.3). La lumière pénètre d'avantage dans la fibre que si le support

était noir.

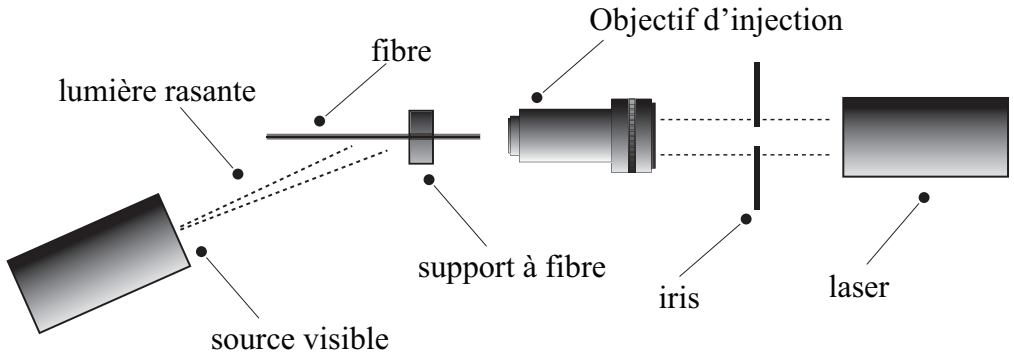


FIGURE A.1 Montage d'injection d'un faisceau laser dans une fibre optique utilisant une lumière rasante.

FIGURE A.2 Projection de la coupe de la fibre T62-I obtenue par éclairage en lumière rasante sur un plan placé après un iris. On place la fibre de façon à ce que l'image de son cœur soit au centre de l'iris, par où passe le faisceau laser à injecter.

FIGURE A.3 Support à fibre optique de Thorlabs dont la section supérieure du serre-joint est faite de plastique blanc et permet de diffuser la lumière blanche dans la fibre de façon à ce que l'image de la fibre (voir la figure A.2) soit facile à obtenir et d'une intensité appréciable. *Image tirée du site internet de Thorlabs (consulté en juillet 2012).*

Annexe B

ÉQUIPEMENT

Tableau B.1 Teem Photonics Modèle PNP-005025-040.

Puissance moyenne	70 mW
Puissance crête	140 kW
Durée d'impulsion	0,7 ns
Taux de répétition	1 kHz

Tableau B.2 Teem Photonics Modèle SNP-08E-100.

Puissance moyenne	60 mW
Puissance crête	13 kW
Durée d'impulsion	0,7 ns
Taux de répétition	6,5 kHz
Divergence	6,5 mrad

Tableau B.3 Objectif de microscope 40X JIS d'Edmund Optics (NT30-048).

Type	Achromatique
Grossissement	40X sur ressort
Longueur focale effective	4,48 mm
Distance de travail	0,52 mm
Ouverture Numérique (O.N.)	0,65

Tableau B.4 Objectif de microscope 60X JIS d'Edmund Optics (NT30-049).

Type	Achromatique
Grossissement	60X sur ressort
Longueur focale effective	3,09 mm
Distance de travail	0,28 mm
Ouverture Numérique (O.N.)	0,75

Annexe C

RÉSEAU DE BRAGG EN VOLUME

Les réseaux de Bragg en volume (RBV) ou réflecteurs de Bragg en volume sont des structures optiquement transparentes inscrites dans une lame qui permettent de dévier une onde incidente dans une bande étroite de longueurs d'onde et ce, avec de très grande efficacité. Ils sont composés d'un matériau dans lequel a été induite une variation périodique de l'indice de réfraction. Cette variation peut être créée en alternant des couches de matériaux différents ou en modifiant simplement l'indice du matériau de façon périodique (photo-inscription du réseau).

À chaque interface ou à chaque fois que l'onde incidente rencontre un nouvel indice, une réflexion partielle est causée. Il existe une période du réseau (aussi appelée pas du réseau et noté Λ) pour laquelle la somme interférentielle de toutes les réflexions est constructive à une longueur d'onde donnée. Cette interférence constructive du réseau de Bragg survient à la longueur d'onde notée λ_B et dépend du pas du réseau, de son indice effectif n_{eff} (ou indice moyen de la structure périodique), de l'amplitude de la modulation de l'indice δn et de l'angle d'incidence du faisceau dans le matériau θ_m. Il est aussi possible d'incliner le réseau à l'intérieur du matériau d'un angle noté ϕ. La suite de la description des RBV ne tient pas compte d'une telle inclinaison ; le lecteur peut se référer aux références [24] et [25].

La condition de Bragg indique le seul angle pour lequel il y a diffraction du faisceau à la longueur d'onde λ_B :

$$\sin\theta_m = \frac{\lambda_B}{2n_{\text{eff}}\Lambda} \tag{C.1}$$

La figure C.1 schématise un RBV, ses faisceaux incident et réfléchi, ainsi que les constantes du réseau ; t et Λ, où t est son épaisseur.

Réseau en réflexion

Les RBV pour lesquels le faisceau dévié émerge du même côté du réseau que le faisceau incident sont dit en réflexion (réseau de Bragg en réflexion : RBR). Selon la théorie de

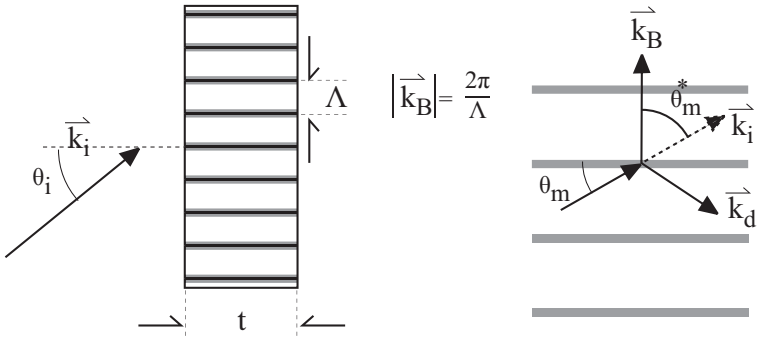


FIGURE C.1 Schématisation d'un réseau de Bragg en volume. $\vec{k_i}$; vecteur d'onde du faisceau incident, θ_i ; angle d'incidence, $\vec{k_B}$; verteur d'onde du réseau de Bragg, Λ ; pas du réseau, t ; épaisseur du réseau, θ_m ; angle d'incidence (réfracté) dans le matériaux, θ_m^* ; angle utile du réseau, $\vec{k_d}$; vecteur d'onde du faisceau dévié.

Kogelnik [25], l'efficacité de diffraction des RBR est donnée par

$$\eta = \left(1 + \frac{1 - \xi^2/\Psi^2}{\sinh^2\sqrt{\Psi^2 - \xi^2}}\right)^{-1} \tag{C.2}$$

où Ψ est l'incursion de phase qui détermine la diffraction maximale du RBV lorsque la condition de Bragg est satisfaite et ξ est le paramètre qui représente le désaccord de la condition de Bragg selon les quantités θ_m^* ou λ_B (C.1). Ils sont définis comme suit :

$$\begin{aligned} \Psi &= \tfrac{2\pi\delta n(n_{\text{eff}})t}{\lambda_B^2 1/\Lambda} \\ \xi &= \tfrac{\pi t\Delta\lambda}{\lambda_B\Lambda} \end{aligned} \tag{C.3}$$

Dans le cas où la condition de Bragg est parfaitement satisfaite ($\Delta\theta_m = \Delta\lambda = \xi = 0$), on trouve que l'efficacité de diffraction en fonction de l'angle du faisceau dans le réseau est donnée par

$$\eta = \tanh^2 \frac{\pi t\delta n}{\lambda_B \cos\theta_m^*} \tag{C.4}$$

Réseau en transmission

Dans le cas où le faisceau dévié émerge du côté opposé du réseau à celui d'incidence, on appelle le réseau un réseau de Bragg en transmission (RBT). Son efficacité de diffraction est

alors donnée par

$$\eta = \frac{\sin^2\sqrt{\xi^2 + \Psi^2}}{1 + \xi^2/\Psi^2} \tag{C.5}$$

où ξ et ψ sont les mêmes paramètres que pour les RBR. Pour tenir compte de la variation du chemin optique dans le matériaux, on introduit un facteur de correction F_ϕ. Ce facteur, si le pas du réseau n'est pas incliné par rapport à la normale au matériau ($\phi = \pm\pi/2$), prend la forme

$$F_{\pi/2} = \cos\theta_m^* = \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_B}{2n_{\text{eff}}\Lambda}\right)^2}. \tag{C.6}$$

On définit Ψ lorsque la condition de Bragg est respecté comme

$$\Psi = \frac{\pi t \delta n}{\lambda_B F_\phi} \tag{C.7}$$

Selon l'équation C.5, lorsque la condition de Bragg est satisfaite ($\xi = 0$), l'efficacité de diffraction est une fonction périodique de Ψ pour laquelle les maximums surviennent pour $\Psi = \pi/2 + m\pi$. Lorsque $\Psi = \pi/2$, l'équation C.8 donne une épaisseur minimum du matériau pour que l'efficacité de diffraction soit de 100% :

$$t_0 = \frac{\lambda_B F_\phi}{2\delta n}. \tag{C.8}$$

Les petites déviations de l'angle d'incidence $\Delta\theta_m^*$ et les déviations de la longueur d'onde $\Delta\lambda_B$ sont prisensen compte par le paramètre ξ. Si $\phi = 0$, on trouve

$$\xi = -\pi\frac{t}{\Lambda}\left(\Delta\theta_m - \frac{1}{2n_{\text{eff}}\Lambda F_{\pi/2}}\Delta\lambda\right). \tag{C.9}$$

La relation entre le désaccord spectral $\Delta\theta_m$ et la sélectivité $\Delta\lambda$ du réseau est universelle et s'obtient en différenciant la condition de Bragg C.1. Pour une divergence du faisceau donné, on associe une sélectivité spectrale. Ainsi, plus le réseau est conçu pour être sélectif, moins il est tolérant en terme de divergence. La relation est la suivante :

$$\frac{\Delta\theta_m}{\Delta\lambda} = \frac{1}{2n_{\text{eff}}F_{\pi/2}\Lambda} \tag{C.10}$$

L'équation C.10 montre que $\frac{\Delta\theta_m}{\Delta\lambda}$ croit lorsque Λ diminue. Typiquement, les réseaux en transmission ont un pas plus grand que ceux en réflexion. En pratique on choisit le RBV

approprié en faisant un compromis sur $\Delta\lambda$ ou $\Delta\theta$ selon les critères suivants :

1. RBT : une acceptance angulaire plus petite ($\Delta\theta$ petit) et une sélectivité plus grande ($\Delta\lambda$ grand).
2. RBR : une acceptante angulaire plus grande ($\Delta\theta$ grand) et une sélectivité plus petite ($\Delta\lambda$ petit).

Annexe D

FENÊTRAGE DE LA FIBRE MICROSTRUCTURÉE

Lors du couplage d'une pompe puissante à une fibre microstructurée (qui a généralement un rayon de cœurs de l'ordre du micron pour accentuer les effets nonlinéaires), la densité de puissance à l'interface air / verre d'entrée de la fibre peut facilement dépasser le seuil de dommage. En effet, l'interface est plus sensible que le verre en volume. Il fut rapporté qu'à λ=1064 nm le seuil de dommage de la silice se situe autour de 3850 J·cm^{-2} pour une impulsion d'une durée de 8 ns émise par un laser Q-switch Nd:YAG [23]. À cette densité de puissance, la silice est endommagée, qu'il s'agisse de l'interface ou du verre en volume.

Pour coupler une grande puissance dans la fibre, sans abimer l'interface, il est ainsi nécessaire de diminuer la densité de puissance en augmentant l'aire efficace du mode sur la face d'entrée de la fibre. Pour ce faire, on peut souder une fenêtre de silice de façon à positionner l'interface air-verre non plus à la ceinture du faisceau, mais à une distance où la taille du mode est telle que la densité de puissance est sans risque pour la fibre (voir fig. D.1 a).

Les deux lasers Nd:YAG utilisés (voir la section B) émettent des impulsions de 70 μJ et 9.5 μJ, pour une fluence de 7 kJ·cm^{-2} et 950 J·cm^{-2} lorsqu'ils sont focalisés sur un rayon de 1 μm. Dans le premier cas, on note que même si le faisceau est parfaitement couplé à la fibre, celle-ci sera endommagée et devra être reclivée et repositionnée. Dans le second cas, l'impulsion n'est pas assez puissante pour endommager la fibre, mais lors de l'alignement de la fibre avec le faisceau à coupler, ce dernier est presque inévitablement focalisé à l'extérieur du cœur et risque d'endommager la microstructure, entraînant des pertes et possiblement la perte du couplage. Il est donc judicieux de « fenêtrer » toute fibre microstructurée pour des questions de protection.

Deux techniques ont été envisagées et étudiées afin de coupler une pompe puissante. La première est de fusionner une section de fibre sans cœur à la fibre microstructurée et la seconde est d'effondrer la microstructure par « fusion » faible.

L'échauffement de la fibre implique un effondrement de la microstructure sur une distance plus ou moins grande. Aussi, la fusion engendre une déformation de la face de la fibre et peut engendrer des pertes supplémentaires. La fusion d'une fibre sans cœur fut éliminée, à cause de sa complexité technique. En plus d'effectuer une fusion, il nous faut par la suite cliver la fibre sans cœur à la bonne distance. On imagine qu'il existe une longueur de fenêtre maximale après laquelle l'ouverture du faisceau rejoint les limites de la fenêtre (voir fig. D.1 b). Cette

distance est d'environ $l = 250$ μm pour la fibre sélectionnée – T62-I. Cette distance se calcule par optique gaussienne, c'est à dire que pour une taille de ceinture (taille du mode dans la fibre) de 1 μm, on associe une divergence de

$$\theta = \frac{\lambda}{n\pi w_0} = 0{,}233\ 6 \text{ rad} = \text{O.N.} \tag{D.1}$$

Ne voulant pas que la propagation du cône de lumière soit gênée par le rayon de la fibre sans cœur (typiquement $r = 62.5$ μm), nous avons : $\tan(\theta) \approx \theta = r/l$, ce qui donne une longueur de fenêtrage maximale de $l_{max} = 268$ μm, visant ainsi expérimentalement une fenêtre de 250 μm.

La technique la plus simple reste le fenêtrage par effondrement de la microstructure. Il s'agit d'utiliser une fusionneuse à arc électrique (ou à filament) réglée à faible puissance. L'arc ne doit pas déformer la fibre, il doit seulement affecter la structure interne. Après un arc électrique faible, la structure commence à s'effondrer au niveau de la face d'entrée. On peut augmenter la puissance de l'arc électrique ou répéter la fusion faible jusqu'à obtention du résultat désiré. Cette technique rapide permet d'effondrer la structure sur une distance minimale d'environ 40 μm et permet de contrôler cette distance en répétant la « fusion ». La longueur de fenêtrage peut être arbitrairement grande. Il faut noter qu'après un certain nombre de fusions, la face d'entrée commence à s'arrondir et si l'on veut continuer d'augmenter la taille de la fenêtre, il s'avère judicieux de déplacer la zone chaude le long de la fibre pour en sortir la face d'entrée [1].

Pour obtenir une longueur de fenêtre plus petite que 40 μm, on peut effondrer la structure non pas à un bout de la fibre, mais en son centre. On procède ensuite à un clivage dans la section effondrée. Par contre, le contrôle du clivage est plus difficile que le contrôle par répétition de la fenêtre en bout de fibre.

1. Il est aussi possible d'utiliser cette déformation du bout de la fibre pour créer une « lentille » de focalisation.

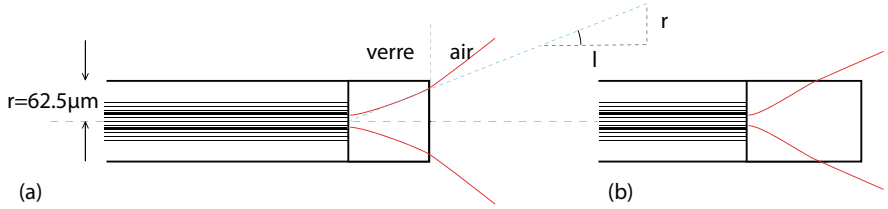


FIGURE D.1 (a) Fibre microstructurée dont la fenêtre, réalisée par la fusion / clivage d'une fibre sans cœur, est de taille idéale – diminuant considérablement la densité de puissance à l'entrée de la fibre. (b) Fenêtrage pour lequel le faisceau est gêné par la fenêtre trop longue.

Si la fibre doit être immergée dans un liquide, sa face doit être sans trous, pour que le liquide ne monte pas par capillarité dans la fibre. Pour une fibre microstructurée à maintient de polarisation, il y a deux trous bien plus gros que les autres qui persistent à la fusion faible sur une distance d'environ 60 μm. Ainsi, une fenêtre par fusion / clivage dont la face d'entrée est lisse a une longueur minimale de 60 μm.

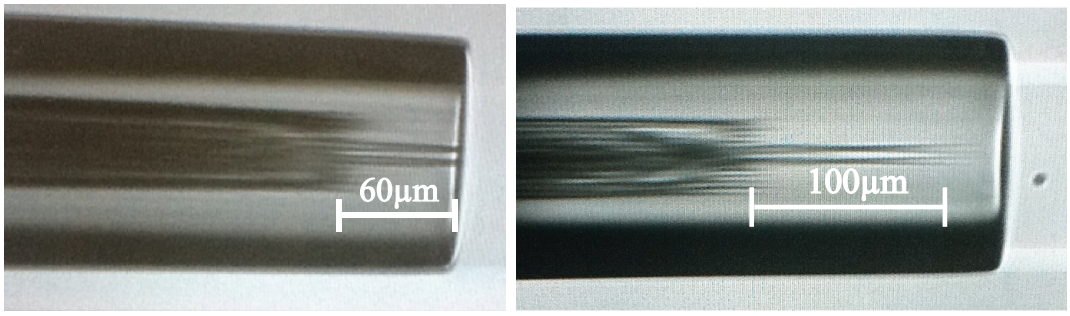


FIGURE D.2 Fibre microstructurée T62-I fenêtrée à l'aide d'une fusionneuse *Vytran* (fusionneuse à filament). Les trous de maintient de la polarisation restent dans les deux cas visibles sur une longueur d'environ 60 μm à gauche et 100 μm à droite. Les fenêtres font 60 μm $\pm$ 10 μm à gauche et 135 μm $\pm$ 10 μm à droite.

Annexe E

GSH DANS LE CRISTAL DE KTP

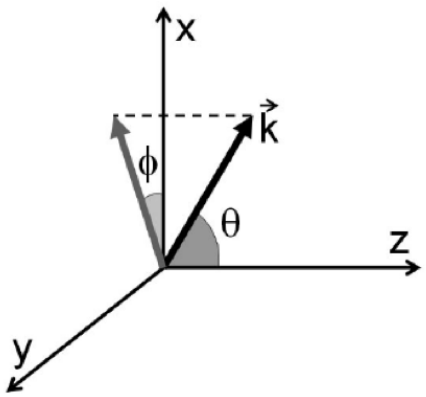


FIGURE E.1 Définition des angles de coupe du cristal non-linéaire de KTP. θ est l'angle entre la direction de propagation dans le référentiel du laboratoire et l'axe z du cristal.

Le cristal biréfringent de KTP est biaxe avec des indices n_x, n_y et n_z, mais nous noterons n_o l'indice que voit l'onde ordinaire (onde qui perçoit toujours le même indice) et n_e l'indice variable que perçoit l'onde extraordinaire (indice qui dépend de l'angle d'incidence). Les relations suivantes donnent l'indice effectif perçu par les ondes ordinaire et extraordinaire en fonction de l'angle de coupe sachant que $\theta = \pi/2$:

$$n_o = n_z \tag{E.1}$$

$$\frac{1}{n_e} = \frac{\cos^2\phi}{n_y^2} + \frac{\sin^2\phi}{n_x^2} \tag{E.2}$$

où les indices de chacun des axes du cristal sont donnés au tableau E.1. Avec ces valeurs, on trouve que l'indice n_e^p pour la pompe vaut 1,745 et que celui pour le second harmonique (SH) $n_e^{\mathrm{SH}} = 1{,}787$.

Dans le cas du cristal de KTP taillé de telle sorte que $\phi = 23{,}5^\circ$, la condition d'accord de phase (e-o→e) s'écrit :

$$\frac{n_o^p + n_e^p}{2} = n_e^{\mathrm{SH}} = 1{,}787 \tag{E.3}$$

TABLEAU E.1 Indices de réfraction de chacun des axes du cristal de KTP pour la longueur d'onde de la pompe (1064 nm) et celle de SH (532 nm).

λ [nm]	n_x	n_y	n_z
1064	1,738	1,746	1,830
532	1,778	1,789	1,889

Lorsque l'accord de phase est respecté ($\Delta\beta = \beta_p - \beta_e^{\mathrm{SH}} - \beta_o^{\mathrm{SH}} = 0$), l'intensité de SH à la sortie du KTP est donnée par[14] :

$$I_e^{2w} = \Gamma_{eo}^2 I_e^w I_o^w L^2 = \Gamma_{eo}^2 I_p^2 L^2 \cos^2 2\theta \sin^2 2\theta = \Gamma_{eo}^2 \frac{I_p^2}{4} L^2 \sin^2 4\theta \tag{E.4}$$

où L est la longueur du cristal (ici $L = 1$ cm), Γ est le paramètre nonlinéaire

$$\Gamma^2 \;=\; \frac{w^2 |\chi_{\mathrm{eff}}^{(2)}|^2}{2 n_w^2 n_{2w} c^2} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \tag{E.5}$$

et I_p est l'intensité de la pompe (il faut prendre les intensité selon les axes ordinaire et extraordinaire : $I_o = I_p \cos^2 2\theta$ ou $I_e = I_p \sin^2 2\theta$). Étant donné que la polarisation de la pompe est contrôlée par une lame demi-onde, l'angle que fait la pompe après une rotation de θ de la lame demi-onde est de 2θ. Pour le calcul de $\chi_{\mathrm{eff}}^{(2)}$, on considère le coefficient efficace de la notation contractée : $\chi_{\mathrm{eff}}^{(2)} = 2d_{\mathrm{eff}}$ où d_{eff} est donné par

$$d_{\mathrm{eff}} = d_{15} \sin^2 \phi + d_{24} \cos^2 \phi \tag{E.6}$$

Les coefficients d_{15} et d_{24} sont tirés de [26] et valent respectivement 1,91 pm/V et 3,64 pm/V. Ainsi, on trouve $\chi_{\mathrm{eff}}^{(2)} = 6{,}73$ pm/V.

La figure E.2 montre l'intensité de la pompe et de SH en fonction de l'angle θ de la lame demi-onde servant à contrôler la polarisation de la pompe à l'entrée du cristal. On remarque que la fréquence est bien de 45°, soit celle prédite par l'équation E.4 en $\sin^2 4\theta$. On remarque aussi que l'allure générale de la courbe ne coïncide pas exactement avec celle de la théorie. Ceci est du au fait que la pompe est appauvrie, alors que l'équation E.4 découle d'un raisonnement où l'intensité de la pompe est constante.

L'efficacité mesurée et présentée au tableau 5.1 est en terme de puissance ($P = IA_{\mathrm{eff}}$, où I est l'intensité du faisceau et A_{eff} l'aire efficace du faisceau focalisé). On peut évaluer le paramètre nonlinéaire : $\Gamma^2 = 5{,}47 \times 10^{-8}$ [$\mathrm{W}^{-2}\cdot\mathrm{m}^{-2}$] et finalement, si la polarisation est telle qu'elle maximise la conversion, elle fait un angle de $\pi/4$ avec les axes du cristal (la lame

demi-onde fait un angle de $\theta = \pi/8$), le terme dépendant de l'angle vaut 1. Il ne reste plus qu'à tenir compte de la longueur du cristal :

$$\Gamma^2 \frac{L^2}{4} = 1{,}37 \times 10^{-12} \ [\mathrm{W}^{-2}]$$

On a alors les deux relations en termes de puissance et d'intensité :

$$\begin{aligned} P_{SH} &= \gamma P_p^2 = 0{,}430\ 2P_p^2 && \text{(valeur expérimentale)} \\ I_{SH} &= \Gamma^2 \tfrac{L^2}{4} I_p^2 = 1{,}37 \times 10^{-12} I_p^2 && \text{(valeur théorique)} \end{aligned}$$

L'équation permettant de trouver $\chi^{(2)}_{\text{eff}}$ à partir des puissances mesurées de pompe, dont la polarisation est optimisée, et de SH en accord de phase est donnée par :

$$\chi^{(2)}_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{P_{SH} A_{\text{eff}}}{P_p^2 f L^2}} \sqrt{2 n_e^{SH} n_e^p n_o^p} \frac{\lambda}{2\pi} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{4}}$$

où $f = \frac{1}{(\text{taux de répétition du laser})(\text{durée moyenne d'une impulsion})} = \frac{1}{(1\ \text{kHz})(700\ \text{ps})}$.

Le tableau E.2 résume les paramètre utilés pour calculer le $\chi^{(2)}_{\text{eff}}$ du cristal de KTP utilisé.

La conversion est largement moins efficace qu'elle ne devrait l'être selon le modèle de la pompe non appauvrie. La figure E.2 montre effectivement que la pompe est appauvrie, d'où le fait que le modèle théorique ne rend pas tout à fait compte des résultats expérimentaux de la section 5.1.2.

TABLEAU E.2 Paramètre utiles au calcul de $\chi^{(2)}_{\text{eff}}$, ainsi que les résultats du calcul.

Paramètre	KTP
L	10 mm
n_e^{SH}	1,787
n_e^p	1,745
n_o^p	1,830
f	$1{,}43 \times 10^6$
A_{eff}	5 030 μm^2
P_{SH}	62,0 μW
P_p	12,0 mW
$\chi^{(2)}_{\text{eff}}$ Théorique	6,73 pm/V
$\chi^{(2)}_{\text{eff}}$ Mesuré	0,24 pm/V

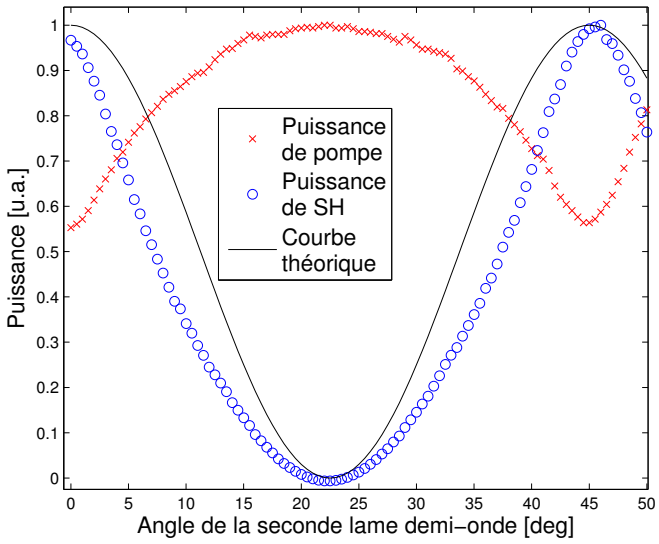


FIGURE E.2 Intensité normalisée de SH et de la pompe en fonction de l'angle de la lame demi-onde (deux fois plus faible que celui de la polarisation de la pompe θ).