

## Université de Limoges

École Doctorale Sciences et Ingénierie des Systèmes, Mathématiques, Informatique  
(SISMI) - ED 610

XLIM CNRS UMR-7252 Axe Photonique

Thèse pour obtenir le grade de

**Docteur de l'Université de Limoges**

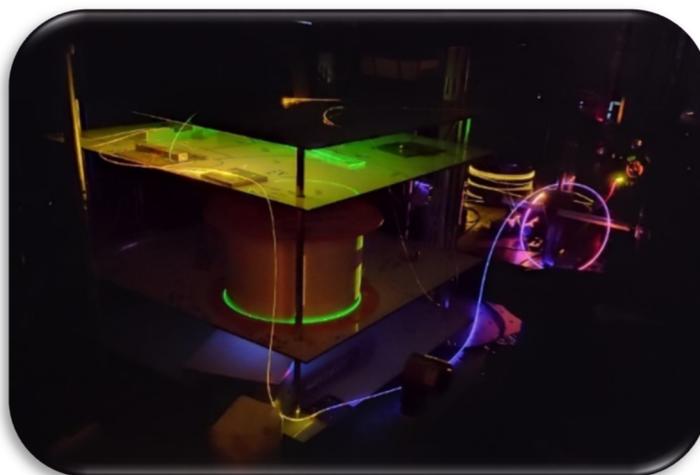
Mention : Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes

Présentée et soutenue par

**Yann Leventoux**

Le 03 février 2022

## **Dynamiques non linéaires dans les fibres multimodes à gradient d'indice : caractérisation spatiotemporelle/spectrale, et applications à la génération de supercontinuum MIR**



Thèse dirigée par Sébastien Février et Vincent Couderc

### JURY

Rapporteurs	Bertrand KIBLER, Chargé de recherches CNRS ICB, HDR Arnaud MUSSOT, Professeur, Université de Lille 1
Examineurs	Thibaut SYLVESTRE, Directeur de recherche CNRS, FEMTO-ST Jean-René DUCLERE, Professeur, Université de Limoges
Directeurs de thèse	Vincent COUDERC, Directeur de recherche CNRS, XLIM Sébastien FÉVRIER, Professeur, Université de Limoges
Invité :	Alessandro TONELLO, Maître de conférences, HDR, Université de Limoges



*À la pause-café de Sisyphe,*

*« ...Il n'y a rien de plus agréable dans l'histoire qu'une brièveté pure et lumineuse »*

Cicéron, 46 av. J.-C.

*« Contre leurs lasers, certains désespèrent, beaucoup touchent terre*

*Les obstinés refusent le combat suicidaire »*

IAM, 1997 ap. J.-C.

## Remerciements

### Abstract :

À mes rapporteurs, pour leur bienveillance.

À mes chefs, pour être chefs.

À mes potes, pour être potes

À ma famille, pour plein de trucs.

### Version complète :

Il n'y a pas à dire, les remerciements c'est chiant à écrire.

Dans un premier temps, il faut que je remercie, pour la forme, tous les gens qui n'ont pas vraiment participé à ma thèse, donc merci à Bernard Jarry pour être le directeur de l'école doctorale, à Stéphane Bila pour être le directeur de Xlim, et à Jules César pour avoir pris les Gaules.

Ensuite, viennent les personnes extérieures qui ont pris de leur temps pour relire mon manuscrit et l'approuver scientifiquement, d'autant plus qu'ils ont tous fait l'effort de venir en présentiel à ma soutenance malgré la longue route depuis le nord de la France. Merci à Bertrand Kibler et Arnaud Mussot, mes deux rapporteurs, et à Thibaut Sylvestre, examinateur et président de jury.

Je remercie aussi les locaux présents dans mon jury. À Alessandro Tonello pour sa participation au jury, pour son aide durant la thèse, pour ses explications de grosse physique, et pour la rédaction de papier. À Jean-René Duclere pour sa participation au jury, pour m'avoir validé en tant que chef, et pour ne pas tenir l'alcool en conférence.

Viennent ensuite les chefs !!! Un grand merci à Sébastien Février et à Vincent Couderc pour m'avoir surexploité pendant 3 ans. Ils peuvent au moins s'enorgueillir d'être scientifiquement très solides, d'avoir des projets de recherche intéressants et à l'état de l'art, d'avoir monté des équipes performantes, et enfin d'être très présents pour leurs doctorants. De plus, ils sont très sympathiques et c'est super agréable de bosser avec eux.

Ensuite Geoffroy, « une aprèm c'est fini », qui a été mon post doc. Je l'aime bien. Il est ultra compétent, mais les gens le trouvent un peu caractériel. C'est un grand défenseur du bien commun.

Je remercie ensuite les gens qui ont directement participé à mes travaux de recherche, et dont je ne vais pas parler après. K. Krupa qui s'est tapé, entre autres, un paquet de rédactions d'articles. À Tigran qui fait plein de trucs. À Badr pour le LIBS. À Stefan Wabnitz pour ses relectures et son aval scientifique. Aux postdoctorants de Stefan pour être co-auteurs.

Les collègues d'équipes. Sahar qui m'a empêché de soutenir à temps (ce n'est pas vrai). Maxime qui partage mon amour pour le Saint-Nectaire. Hugo Delahaye qui est sympa, mais qui écoute, tous les jours, 10 fois de suite, la même chanson de merde. Idris qui a de belles lunettes et que j'aime bien faire chier. Melek qui est le stagiaire éternel. Lamine qui vient d'arriver en post doc. Et Cristian qui rigole tout le temps, mais que je compte bien exploiter durant mon postdoc.

Un petit paragraphe pour dire du bien de mes potes de facs, qui sont des gens géniaux qui me suivent depuis les premières années de licence. À Raphaël Jauberteau qui m'a laissé rédiger son TP de chimie en L2 puisqu'il « avait un mal de tête » ; une fois il voulait que je le frappe, mais j'ai refusé. À Morgane Portelance qui est la seule putain de personne qui était là à 8h pour prendre le café, et à 19h pour la dernière pause de la journée ; de temps en temps elle est un peu chiant. À

Fabien Berland à qui je ne refuse rien, il nous a fait rencontrer Leslie qui est super sympa. À Axel Chambinaud qui s'est fait virer du Zinc. À Vincent Olivier, dont le parcours cahoteux a fini par un échange culturel franco-tchéchène. Et finalement, à Brice Moline qui nous a quitté trop tôt (il est parti à Paris). Nos brainstormings du mardi à Orge et Houblon et nos « after-work » du vendredi au Zinc vont me manquer.

Une ligne pour Marie-Alicia et Baptiste.

Une autre ligne pour dire que Philippe Roy a une grosse voiture.

Petit merci à Clément Hallepee et Damien pour être gentil.

À Sidi-Ely Ahmedou, dit « le prince », preuve que la noblesse n'est pas une protection contre le manque de talent footballistique.

À Remy Bouché qui manque un peu de chance.

À Yasmine Asselah contre qui j'ai lutté, sans merci, au cours d'une guerre de propagande aux proportions cosmiques. Ce conflit, sans vainqueur clair, a eu des conséquences cataclysmiques dont les séquelles risquent de perdurer pour les nombreuses années à venir. Une crèche de Noël est d'ailleurs potentiellement encore visible dans l'armoire à trophée de Xlim.

J'ai rencontré pas mal d'autres doctorants et post docs, que j'aime bien, durant ma thèse. J'ai un peu la flemme d'écrire un mot gentil pour tous, donc voici la liste : Jim, Jimmy, Benjamin, Héloïse, Kostia, Coline, Federico, Lova, Lucas, Lynn, Huan, Sahand, Tibo (le plus vieux doctorant), Romain, Antoine, Yago, Paul et Angélique, Rémi, Medhi, Colman, Ali, Clara, Baptiste... et d'autres avec qui j'ai passé d'éphémères bons moments, mais dont j'oublie présentement les noms.

Il y a aussi un paquet de permanents qu'il faut que je remercie, car ils sont sympas et qu'ils m'ont filé des coups de main. Mais vu que je suis parti pour faire la liste de toute l'équipe photonique (voir tout Xlim), je vais juste faire un merci général.

Ah merde !! J'allais oublier mes potes de dehors. Karl qui passe l'aspirateur depuis 20 ans. Tom, dit « la locomotive », car il n'est jamais à l'heure et qu'il boit beaucoup d'eau (je mens, ce n'est pas pour ça). Geoffrey qui m'a pété un doigt et qui dessoule en 5 min. À Fabien pour pas mal de trucs. À Antoine Dubois élagueur, dit « bud ». Gemma qui a un chat obèse. À Audrey qui supporte Geoffrey. À une liste d'autres gens que j'ai perdu de vue ou que je vois moins régulièrement. D'ailleurs, je vais mentionner Arsène Witz que je n'ai, malheureusement, pas vu (ni parlé) depuis 10 ans. Et pourquoi pas Romu que j'aime bien malgré tout.

Petite note pour monsieur Lehr, qui m'a donné pas mal de bagage littéraire vachement utile.

Et finalement, vient ma famille. Mon daron et ma daronne, ils ont plutôt bien géré. Ma tata Françoise, tristement malade, qui a pas mal géré aussi. Mon tonton que j'aime. Ma mamie communiste. Feu ma grand-mère pas communiste. Ma tata nini, Patrick, Madi (je ne sais pas comment ça s'écrit), Nina. Mes cousins/cousines et leurs enfants. À, beaucoup-trop-tôt-feu Laure, ma cousine qui m'a précédé en tant que docteur en physique.

Le meilleur pour la fin, donc une ligne à part pour mes frères et sœurs: Margot, Matthias et Julien. Je ne sais pas trop quoi dire.

Et ainsi se concluent mes remerciements que j'écris en urgence, car il faut que je les envoie hier à l'administration (il y a 15 jours en vrai mais j'ai négocié). Ma hâte pour les écrire m'a sûrement fait oublier des gens et je m'en excuse.

En bref, jusqu'ici tout va bien. En espérant que le futur soit long pour tous, et qu'il ne se montre pas trop intéressant.

Amicalement, Yann.

## Table des matières

Liste des abréviations .....	11
Introduction générale .....	12
I. Dynamiques non linéaires dans les fibres à gradient d'indice (GIMF).....	16
I.1. Propagation linéaire dans les fibres optiques.....	16
I.2. Origine des dynamiques non linéaires.....	19
I.2.a. Effet Kerr .....	19
I.2.b. Effet Raman.....	21
I.3. L'équation non linéaire de Schrödinger dans les GIMF.....	22
I.4. L'autonettoyage Kerr non linéaire.....	23
I.4.a. Le nettoyage de faisceau dans les GIMF .....	23
I.4.b. Théories de l'autonettoyage Kerr .....	25
I.4.c. Polarisation et modulation temporelle avec l'autonettoyage Kerr .....	27
I.4.d. Problématiques liées à l'autonettoyage Kerr.....	28
I.5. Conversion de fréquence par GPI.....	29
I.6. Génération de supercontinuum dans les GIMF .....	30
I.7. Conclusion.....	32
II. Autonettoyage de faisceau par effet Kerr .....	35
II.1. Autonettoyage Kerr « <i>few mode</i> » hautement efficace à 1.55 $\mu\text{m}$ .....	35
II.1.a. Introduction.....	35
II.1.b. Analyse préliminaire .....	35
II.1.c. Expérimentation en régime « <i>few mode</i> » avec des durées d'impulsions longues.....	38
II.1.d. Simulations numériques .....	43
II.1.e. Conclusion et discussion .....	44
II.2. Cartographie 3D spatiotemporelle pour l'étude des dynamiques non linéaires dans les MMF .....	46
II.2.a. Introduction.....	46
II.2.b. Montage expérimental.....	46
II.2.c. Validation sur un faisceau gaussien.....	48
II.2.d. Étude temporelle des impulsions autonettoyées .....	49
II.2.e. Étude ST complète du faisceau autonettoyé.....	51
II.2.f. Mesure ST du nettoyage Kerr vers le LP11 de la GIMF .....	54
II.2.g. Mesure ST du nettoyage Kerr pour un contenu modal initialement quasi-monomode .....	56
II.2.h. Simulation numérique de la structuration ST 3D des impulsions.....	58
II.2.i. Conclusion sur le balayage ST.....	59
II.3. Attracteur non linéaire par autonettoyage Kerr .....	61

II.3.a. Introduction.....	61
II.3.b. Montage expérimental.....	61
II.3.c. Combinaisons de deux familles de nettoyage LP11 et LP01 transportant des puissances équivalentes.....	62
II.3.d. Efficacité du phénomène de combinaison non linéaire.....	64
II.3.e. Conclusion.....	67
II.4. Conclusions.....	69
III. Caractérisation et génération spectrale à partir des GIMF.....	70
III.1. Cartographie spatiospectrale (SS).....	70
III.1.a. Introduction à la mesure SS.....	70
III.1.b. Principe de la mesure SS.....	71
III.1.c. Étude SS de la raie GPI infrarouge.....	72
III.1.d. Étude numérique de l'aspect spatial de la raie Stokes GPI.....	75
III.1.e. Étude SS des raies anti-Stokes GPI.....	76
III.1.f. Cartographie SS sur la cascade Raman Stokes.....	79
III.1.g. Conclusion.....	81
III.2. Amplification d'une raie paramétrique à 1870 nm.....	83
III.2.a. Introduction.....	83
III.2.b. L'amplification Thulium.....	83
III.2.c. Montage de l'amplificateur.....	84
III.2.d. Résultats d'amplification.....	87
III.2.e. Conclusion sur l'amplification.....	88
III.3. Génération de supercontinuum MIR basée sur une fibre multimode à gradient d'indice.....	90
III.3.a. Introduction.....	90
III.3.b. Matériel expérimental.....	90
III.3.c. Montée en puissance des GIMF : utilisation d'un end-cap.....	91
III.3.d. Comparaison entre une amplification alimentée par des GPI et un spectre élargi par effet solitoniques.....	92
III.3.e. SCG MIR et perspective d'amélioration.....	97
III.3.f. Comparaison par rapport à l'état de l'art.....	98
III.3.g. Spectroscopie infrarouge.....	99
III.3.h. Conclusion sur la génération de spectre large dans le moyen infrarouge.....	101
III.4. Conclusion.....	103
Conclusion générale et perspectives.....	104
IV. Bibliographie.....	107
V. Liste des travaux publiés.....	110
V.1. Journaux à comité de lecture.....	110

V.2. Conférences internationale .....	110
V.2.a. Oraux .....	110
V.2.b. Posters .....	111
V.3. Conférences nationales .....	111
V.3.a. Oraux .....	111
V.3.b. Posters .....	111

## Liste des abréviations

DGD : Différence de vitesse de groupe  
FWM : Mélange à quatre ondes  
GPI : Instabilité paramétrique géométrique  
GIMF : Fibre multimode à gradient d'indice  
GNLSE : Équation non linéaire de Schrödinger généralisée  
GRIN : Gradient d'indice  
IMFWM : Mélange à quatre ondes intermodal  
NL : Non linéaire  
NLSE : Équation non linéaire de Schrödinger  
MIR : Moyen infrarouge  
MM : Multimode  
MMF : Fibre optique multimode  
OSA : Analyseur de spectre optique  
PCF : Fibre à Cristal photonique  
QPM : Quasi-accord de phase  
SBS : Diffusion Brillouin stimulée  
SCG : Génération de supercontinuum  
SDM : multiplexage spatial  
SMF : Fibre optique monomode  
SFS : Autodécalage de soliton  
SRS : Diffusion Raman stimulée  
SPM : Automodulation de phase  
SS : Spatiospectral  
ST : Spatiotemporel  
XPM : Modulation de phase croisée

## Introduction générale

Jadis, l'homme fut soumis à la tyrannie de la lumière, dont les caprices ont coïncidé avec nos heures les plus sombres. Depuis, après des millénaires d'oppression, le rapport de force s'est inversé. L'obscurantisme a laissé place à l'homme révolté...

Cette thèse retrace un épisode de cette lutte contre l'infini.

Tout, ou presque, commence avec l'invention du laser, dont l'histoire n'est que la répétition d'une démarche scientifique habituelle et bien rodée... Pour preuve, c'est ainsi que le journal du CNRS commence son article sur le sujet :

*« Invention banale ! » Tel est, en substance, le premier jugement porté en 1960 sur le travail d'un chercheur d'un petit laboratoire [...]. Alors que même son supérieur n'y croyait pas, Theodore Maiman, un physicien de 32 ans [...] est parvenu à concrétiser l'idée un peu folle : [...] produire [...] un faisceau de lumière amplifiée parfaitement rectiligne. Le premier laser était né. Pourtant, la prestigieuse revue Physical Review Letters [...] rejette l'article : « Encore un énième papier sur les masers », répond-elle, lapidaire.»*

Après ces quelques aléas, cette « invention banale » finit par être le germe d'une activité scientifique et industrielle intense. Aujourd'hui, la recherche sur les lasers possède d'innombrables ramifications, correspondant à autant de projets pour l'avenir. Cette thèse se place dans l'une de ces thématiques : l'utilisation des fibres optiques pour la création de nouveaux systèmes lasers.

Le passage du cuivre à la fibre optique a constitué un pilier de la révolution numérique. Le gain permis dans le débit de l'information est à l'origine de l'internet rapide et universel. Ce développement des technologies fibrées pour les télécommunications a initié un élan de recherche pour la création ou l'amélioration d'applications dans d'autres secteurs : traitement de matériaux dans l'industrie, imagerie médicale, spectroscopie, détection par LIDAR, capteur (déformation, gyromètre, température, microphone), etc.

Les sources lasers à fibres optiques ont l'avantage d'être compactes, solides et adaptées à un grand nombre d'usages. De plus, le confinement de la lumière sur de longues distances permet d'obtenir des densités de puissance et des distances d'interaction ondulatoire cohérente inégalables. Cela fait des fibres optiques une plateforme très intéressante dans le cadre de l'optique non linéaire. Cette branche de l'optique s'intéresse à l'interaction entre un milieu matériel et une onde électromagnétique de forte puissance. Ces interactions se manifestent par des changements des propriétés physiques de l'onde (longueur d'onde, aspect spatial, forme temporelle) sous l'influence de l'onde elle-même, voire d'un autre rayonnement (contrôle de la lumière par la lumière). La maîtrise de ces non-linéarités a permis l'émergence de nouvelles sources lasers « exotiques » dont les propriétés ont trouvé de nombreuses applications. Par exemple, les sources supercontinuum, résultant de l'élargissement spectral d'une onde quasi monochromatique par l'optique non linéaire, permettent d'obtenir des spectres « blancs » de forte puissance qui sont essentiels pour des applications de spectroscopie ou de cartographie médicale. La photo suivante illustre une telle source à fibre, une onde quasi monochromatique infrarouge de forte puissance est injectée dans une fibre optique, la non-linéarité de cette fibre permet d'obtenir, en sortie, un faisceau composé de toutes les longueurs d'onde visibles.

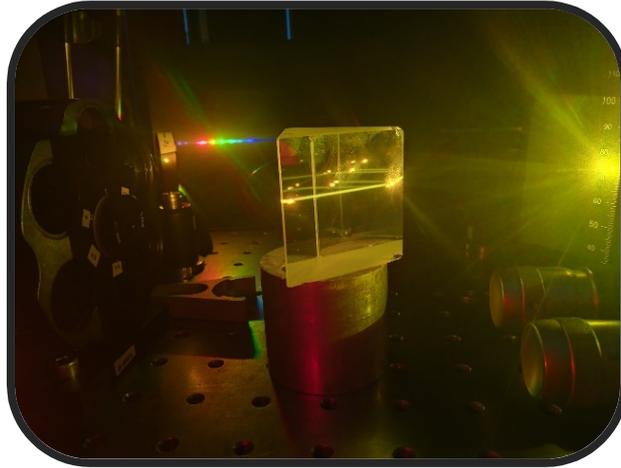


Figure 1 : Exemple d'un supercontinuum visible issu de l'élargissement spectral non linéaire d'une source infrarouge, initialement invisible, dans une fibre optique.

Ces sources lasers fibrées basées sur l'optique non linéaire ont initialement été développées à partir de deux types de fibres : les fibres optiques à cristaux photoniques (PCF) et les fibres optiques monomode (SMF). Les PCF à cœur plein sont des fibres dont le guidage se fait grâce au phénomène de réflexion totale interne modifiée. Elles peuvent être rendues très non linéaires en ajustant leurs paramètres opto-géométriques. Ces fibres sont de plus en plus utilisées, mais leur fabrication présente une certaine complexité qui augmente leur coût au regard des fibres classiques. Les PCF ne rentrent pas dans les problématiques traitées dans cette thèse, nous ne reviendrons pas dessus. D'autre part, les SMF sont utilisées dans tous les réseaux de communication longue distance, et constituent l'écrasante majorité des fibres vendues. Elles sont basées sur un cœur de fort indice de réfraction, entouré par une gaine de faible indice. Cette différence d'indice est obtenue par dopage de la silice constituant la fibre. Les SMF guident la lumière grâce au principe de réflexion totale interne. Ces fibres ont la propriété de transporter cette lumière sur un seul mode spatial, le mode fondamental, le faisceau de sortie possède typiquement une forme de type gaussienne. Ainsi, le faible prix et la facilité d'utilisation des SMF en ont fait la base de nombreuses sources lasers. Ces dernières années, plusieurs groupes de recherche se sont intéressés au remplacement de ces SMF dans différents systèmes, afin d'avoir un gain en performance. L'une des solutions est l'utilisation de fibres optiques multimodes (MMF). Les MMF ont un cœur plus gros que les SMF et transportent l'énergie sur plusieurs modes transverses. Cette propagation multimode induit des contraintes qui rendent l'utilisation des MMF compliquée pour les télécoms et les autres applications. De récentes recherches ont cependant démontré que l'optique non linéaire pouvait être une solution pour compenser ces problèmes, et pour obtenir des dynamiques inédites. Ces premiers travaux ont été suivis par de nombreuses démonstrations à la fois théoriques et pratiques. Dans le chapitre 1, nous nous intéresserons à deux de ces axes de recherche : la capacité à façonner les propriétés spatiotemporelles d'une onde dans une fibre multimode à gradient d'indice (GIMF) par autonettoyage non linéaire du faisceau (mettant en jeu la réponse non linéaire instantanée de type Kerr), et la possibilité de modifier le spectre d'une onde par instabilité paramétrique géométrique (GPI) et par diffusion Raman stimulée (SRS) dans les GIMF. [Krupa 2019] [Agrawal 2019] [Essiambre 2013]

L'autonettoyage Kerr est une dynamique non linéaire qui permet des échanges d'énergie entre les différents modes spatiaux qui existent dans la GIMF [Krupa 2017] [Wright 2016]. Il devient alors possible d'obtenir une propagation quasi-monomode spatiale à partir d'un contenu initialement multimode. Cet effet est le fil conducteur du second chapitre de cette thèse. Dans cette partie je réponds à trois problématiques liées :

- Le nettoyage de faisceau par effet Kerr a, dans un premier temps, été démontré dans une fibre supportant une centaine de modes transverses. Ici, dans le but d'améliorer la compréhension du phénomène, j'ai mené une étude en régime « *few modes* ». Je regarde aussi l'influence d'autres paramètres tels que la durée d'impulsion, la dérive de fréquence et le régime de dispersion de la fibre sur le nettoyage Kerr. Cela permet de démontrer un phénomène d'autonettoyage très efficace en bande télécom, à 1,55  $\mu\text{m}$ .
- Je présente une nouvelle technique de cartographie spatiotemporelle, permettant la détection directe, avec une résolution temporelle de l'ordre de la picoseconde, de la distribution transverse de l'énergie d'impulsions lasers répétitives. En utilisant cette cartographie résolue dans le temps, je fournis la première observation expérimentale non ambiguë du processus de couplage non linéaire intra-impulsion instantané entre les modes d'une GIMF.
- Je me suis intéressé à la possibilité de mélanger plusieurs familles de nettoyage Kerr dans une GIMF. Je montre qu'il est possible d'obtenir un nouveau mécanisme de commutation spatiale et spectrale d'un faisceau de forte puissance en lui superposant un autre faisceau avec une puissance inférieure d'un ordre de grandeur.

La génération paramétrique par GPI est un phénomène collectif, entre modes transverses, permettant l'émergence de raies spectrales à partir d'une onde de pompe de forte puissance. Ces raies présentent elles-mêmes une puissance crête élevée et sont fortement décalées en fréquence par rapport à la pompe. La SRS est un phénomène plus classique qui permet d'obtenir des supercontinuum très larges dans les GIMF grâce à une modification de la dynamique des phénomènes solitoniques [Longhi 2003] [Wright 2015] [Krupa 2016]. Ces évolutions spectrales dans les fibres MMF sont le sujet du troisième chapitre de cette thèse :

- Je présente une nouvelle technique de cartographie spectrospatiale permettant de mesurer le profil d'intensité du faisceau à la sortie d'une GIMF avec une résolution spectrale subnanométrique et une résolution spatiale micrométrique. J'applique cette méthode pour visualiser la structure spatiale des raies paramétriques générées par instabilité paramétrique géométrique dans une GIMF. J'étudie aussi l'évolution spatiale d'un supercontinuum généré dans une GIMF par effet Raman stimulé.
- Je démontre l'amplification d'une raie spectrale moyen infrarouge générée dans une GIMF par GPI. L'amplificateur est basé sur une fibre monomode dopée Thulium. Le spectre est finalement élargi dans un segment de fibre optique  $\text{InF}_3$  pour obtenir un supercontinuum allant de 1,7  $\mu\text{m}$  à 3,4  $\mu\text{m}$ .
- Je démontre que l'interaction entre les processus non linéaires dans les GIMF peut être contrôlée afin d'amorcer un supercontinuum de trois octaves allant de 0,75 à 6  $\mu\text{m}$ . J'utilise ensuite cette source pour obtenir des mesures par spectroscopie infrarouge, permettant de visualiser les réponses vibrationnelles de composés chimiques.



## I. Dynamiques non linéaires dans les fibres à gradient d'indice (GIMF)

Ce chapitre est un état de l'art sur les dynamiques non linéaires, dans les GIMF, étudiées dans les chapitres suivants. Il commence par un rappel sur les aspects linéaire et non linéaire (effet Kerr, effet Raman, équation non linéaire de Schrödinger) dans les fibres optiques multimodes. La suite du chapitre présente les concepts d'autonettoyage Kerr, de génération de raies paramétriques par instabilités paramétriques géométriques, et de génération de supercontinuum moyen infrarouge (SCG MIR). Cet aperçu théorique permettra de poser les problématiques qui seront traitées dans cette thèse.

### I.1. Propagation linéaire dans les fibres optiques

Les fibres optiques sont des guides d'ondes électromagnétiques diélectriques cylindriques constitués, a minima, d'un cœur entouré par une gaine possédant un indice de réfraction plus bas. La propagation des ondes dans ces guides dépourvus de sources de champ électromagnétique est régie par les équations de Maxwell [Agrawal 2019] :

$$\Delta \times \mathbf{E} = -\frac{\delta \mathbf{B}}{\delta t} \quad (I.1)$$

$$\Delta \times \mathbf{H} = \frac{\delta \mathbf{D}}{\delta t} \quad (I.2)$$

Avec respectivement,  $\mathbf{E}$  et  $\mathbf{H}$  les vecteurs des champs électrique et magnétique, et  $\mathbf{D}$  et  $\mathbf{B}$  les densités de flux électrique et magnétique. Du développement de ces équations, nous tirons l'équation de propagation suivante :

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \frac{n^2}{c^2} \cdot \frac{d^2 \mathbf{E}}{dt^2} = 0 \quad (I.3)$$

Où  $n$  est l'indice de réfraction du guide, et  $c$  la vitesse de la lumière dans le vide. L'équation possède des solutions discrètes nommées modes. Ces modes guidés sont caractérisés par leur constante de propagation  $\beta_i$  et par une répartition transverse unique de l'énergie électromagnétique.

Plusieurs modes électromagnétiques peuvent partager une même constante de propagation. Ils sont appelés modes « dégénérés » et sont regroupés au sein d'une même famille de mode LP (*linearly polarized*).

Les fibres optiques standard se divisent en deux catégories : les fibres monomodes (SMF) guidant uniquement le mode fondamental LP01, et les fibres multimodes (MMF) supportant plusieurs modes guidés. Le nombre de modes LP pouvant se propager dans une fibre optique est fonction de la fréquence spatiale normalisée, donnée par la formule suivante :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda_o} a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (I.4)$$

Avec  $\lambda_o$  La longueur d'onde dans le vide,  $a$  le rayon du cœur de la fibre,  $n_1$  l'indice du cœur et  $n_2$  l'indice de gaine. Si  $V$  est inférieur à 2,405 alors la fibre est considérée comme monomode.

Les SMF ont été massivement utilisées dans le développement des télécommunications longues distances. Leurs capacités à délivrer des faisceaux avec d'excellentes caractéristiques spatiales et

l'absence d'interaction intermodale en ont fait la plateforme la plus employée pour de nombreuses applications. L'utilisation des SMF connaît toutefois des limites [Essiambre 2013] :

- Leur cœur de diamètre réduit est un obstacle au passage de forte puissance optique.
- La propagation unimodale implique une restriction sur les interactions non linéaires possibles.

Ces facteurs freinent le développement d'applications telles que la montée en puissance des sources lasers fibrées, la création de systèmes d'imageries biomédicales à haute résolution, ou la création de sources lasers « exotiques » dans des domaines spectraux non couverts par les sources lasers « classiques ».

Ces dernières années les fibres multimodes à gradient d'indice, qui étaient jugées peu intéressantes, font l'objet d'un regain d'intérêt, notamment en raison de la grande variété de dynamiques non linéaires qu'autorise la pluralité de modes guidés en leur sein.

Les GIMF classiques sont pourvues d'un cœur de grand diamètre (quelques dizaines de micromètres) et permettent la propagation de l'énergie électromagnétique sur plusieurs modes guidés. Leur ouverture numérique est généralement plus élevée que celles des fibres monomodes. Elles ont un cœur avec un profil d'indice parabolique qui peut être décrit par la formule suivante :

$$n(r) = n_1 \sqrt{1 - 2\Delta^2 \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha} \quad (1.5)$$

Avec  $n(r)$  l'indice de cœur à une distance  $r$  du centre,  $\Delta$  la différence d'indice relative, et  $\alpha$  l'exposant de profil d'indice qui est égal à 2 pour des profils paraboliques. La figure 1 (a) présente la mesure du profil d'indice parabolique d'une GIMF 50/125 c'est-à-dire dont le cœur a un diamètre de 50  $\mu\text{m}$ , tandis que la figure 1 (b) présente les 6 premiers modes spatiaux guidés par cette fibre.

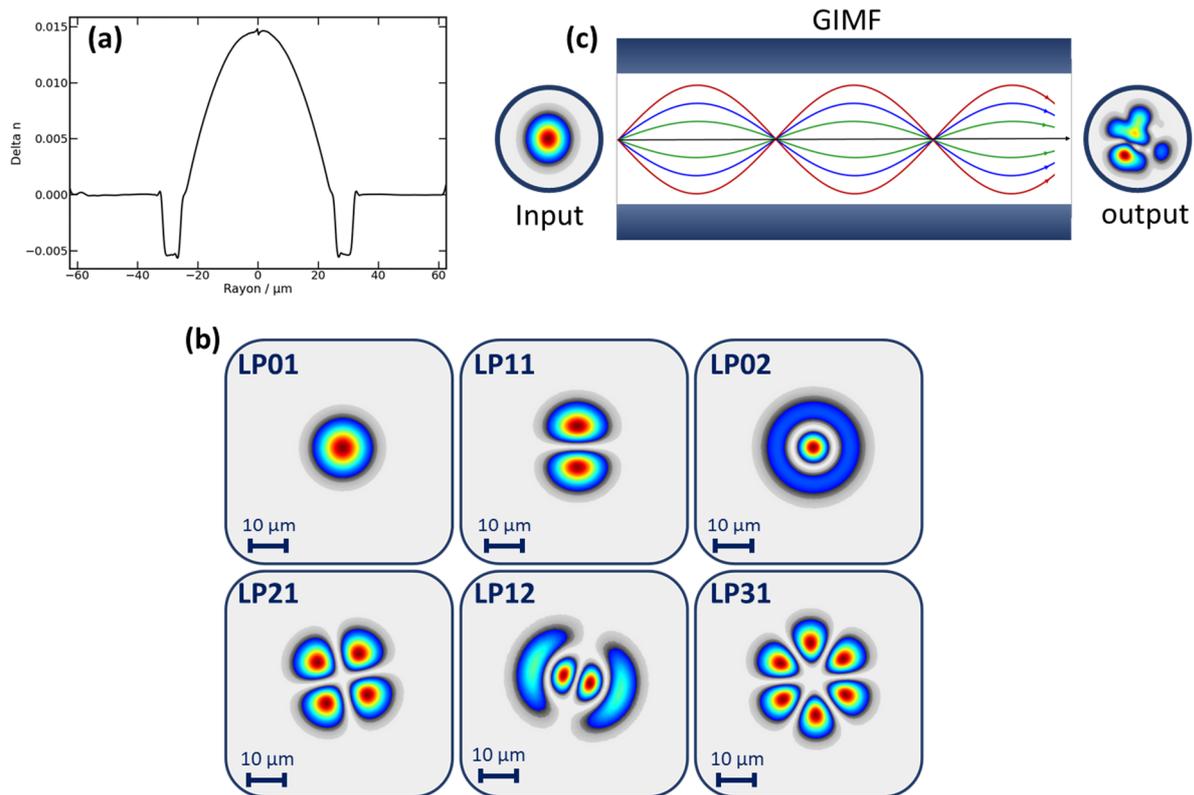


Figure 1 : Caractéristiques d'une GIMF 50/125 (Thorlabs) ; (a) profil d'indice mesuré ; (b) distributions d'intensité lumineuse des 6 premiers modes LP guidés dans une GIMF 50/125 (COMSOL) ; (c) propagation des différents modes selon la théorie des rayons, et exemple d'une figure de tavelure (plus communément appelée « speckle ») résultant de la propagation d'un faisceau initialement gaussien dans la fibre.

L'utilisation de ces fibres multimodales (MMF) dans des secteurs tels que les communications est soumise à des contraintes. Elles sont sujettes au phénomène de dispersion intermodale conséquence de la différence de vitesse de groupe entre les différents modes guidés. Cela conduit à une déformation du signal de sortie. Le profil en gradient d'indice parabolique (GRIN) minimise ce phénomène en permettant la propagation via des trajectoires compensant en partie les différences de vitesses intermodales (figure 1 (c)).

Par ailleurs, les ondes se propageant sur des modes différents sont cohérentes entre elles. Cela mène à la création d'interférences spatiales dont résulte une figure d'intensité modulée en sortie de fibre : le speckle. Cette figure spatiale possède une répartition énergétique modulée qui dépend des perturbations induites sur la fibre (température, torsion...), et qui conduit à une perte de la qualité du faisceau, ce qui se révèle néfaste pour les applications nécessitant une brillance élevée. La figure 1 (c) montre un exemple de speckle résultant de la propagation d'un faisceau initialement gaussien dans une GIMF. Ce speckle a été obtenu par superposition numérique des 6 premiers modes LP de la fibre (le poids respectif de chaque mode est pris aléatoirement).

Ces contraintes, inhérentes à la propagation dans les GIMF, face aux qualités d'autres fibres plus versatiles, expliquent le peu d'études sur le sujet avant les années 2010. La recrudescence de l'intérêt pour ces fibres vient initialement de tentatives pour remplacer les SMF dans les télécommunications. En effet, leur caractère multimode rend supposément possible le multiplexage spatial (SDM) de l'information [Berdaqué 1982], permettant une augmentation des débits. Ces premiers travaux ont, de manière inattendue, montré que les GIMF pouvaient être le

germe d'une variété inédite de dynamiques non linéaires (NL) [Krupa 2019]. Cette thèse s'intéresse à la caractérisation et à la mise en application de certains de ces nouveaux effets NL :

- L'autonettoyage Kerr, permettant une propagation quasi-monomode de l'énergie dans les GIMF.
- La génération paramétrique de longueurs d'onde par instabilité géométrique (GPI).
- La génération de supercontinuum par cascade Raman.

## 1.2. Origine des dynamiques non linéaires

### 1.2.a. Effet Kerr

Lorsqu'un milieu diélectrique est soumis à une onde lumineuse, les électrons agissent comme des dipôles électriques oscillant harmoniquement avec l'onde. Il y a création de sources électromagnétiques secondaires dont les champs générés vont s'ajouter à celui de l'onde initiale. Pour de faibles puissances optiques, cette génération est linéaire, c'est-à-dire que la longueur d'onde des sources secondaires est la même que celle de la source d'excitation. Lorsque la puissance optique augmente, l'oscillation des électrons devient anharmonique. La réponse du matériau à l'onde devient non linéaire [Agrawal 2019]. Dans les fibres optiques, cela se traduit, par exemple, par une variation de l'indice de réfraction en fonction de la puissance. Cette variation due à la nonlinéarité cubique  $\chi^{(3)}$  est nommée « effet Kerr » et peut s'écrire sous la forme suivante :

$$n = n_{\text{linéaire}} + n_{\text{nonlinéaire}}I \quad (1.6)$$

où  $I$  est l'intensité de l'onde incidente. La variation non linéaire de l'indice dans une fibre est très faible par rapport à l'indice linéaire. Il est de l'ordre de  $10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . L'effet Kerr est responsable d'une multitude d'effets non linéaires parmi lesquels on peut citer : l'automodulation de phase (SPM), la modulation de phase croisée (XPM), le mélange à quatre ondes (FWM)...

La SPM apparaît lorsque les portions d'intensité forte d'une impulsion optique induisent un indice de réfraction plus haut que les portions de faible intensité. La variation temporelle de l'intensité du signal va produire une variation temporelle de l'indice. Les fronts montants de l'impulsion vont subir un gradient d'indice positif, tandis que les fronts descendants vont rencontrer un gradient négatif (pour un indice non linéaire positif). Cette variation temporelle d'indice va entraîner une variation de la phase provoquant un élargissement spectral de l'impulsion sans déformation temporelle. En régime de dispersion anormale, la SPM va pouvoir compenser la dérive de fréquence due à la dispersion. Cela permet la création de solitons se déplaçant sur de longues distances sans déformation.

La XPM est similaire à la SPM. Les modulations de phase proviennent de la modulation d'indice dû à une autre onde copropagative. La XPM par propagation contrapropagative est également possible.

Le FWM est un processus paramétrique au cours duquel quatre ondes à différentes fréquences vont s'échanger de l'énergie suivant la condition :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (1.7)$$

où  $\omega$  correspond à la pulsation de l'onde. Le FWM est dit dégénéré lorsque  $\omega_1 = \omega_2$ . L'efficacité de conversion dépend de l'accord de phase entre les ondes :

$$\Delta k = \beta_4 + \beta_3 - \beta_2 - \beta_1 \quad (I.8)$$

$\Delta k$  correspond au décalage entre les phases. Il faut que  $\Delta k = 0$  pour avoir un phénomène avec une efficacité maximale. Cette condition est difficile à obtenir dans les fibres optiques classiques. Il faut réussir à compenser le déphasage dû à la dispersion du milieu. Cette compensation peut se faire en utilisant la dispersion du guide ou la dispersion induite par effet non linéaire. Nous pouvons réécrire l'accord de phase sous la forme suivante :

$$\Delta k = \Delta k_{\text{Matériaux}} + \Delta k_{\text{Guide}} + \Delta k_{\text{Nonlinéaire}} \quad (I.9)$$

L'une des solutions pour obtenir un accord de phase est l'utilisation de fibre multimodale [Nazemosat 2016]. Pour une fréquence optique donnée, les dispersions dues au guide varient avec le mode se propageant. Il devient alors possible de trouver des conditions favorables pour lesquelles quatre ondes, se propageant sur différents modes, vont pouvoir être accordées en phase. La figure suivante montre des accords de phase possibles pour un FMW dégénéré dans une GIMF 62,5/125. Ici, une onde à 1064 nm joue le rôle de pompe :

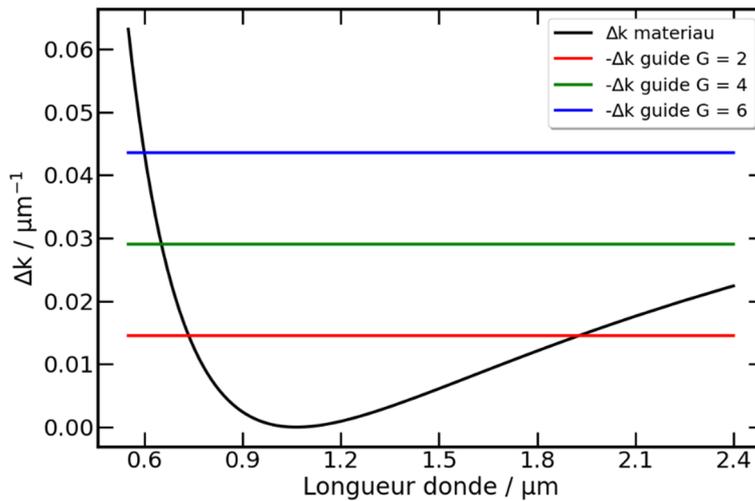


Figure 2 : Courbe d'accord de phase dans une GIMF pour une longueur d'onde de pompe à 1064 nm. La courbe  $\Delta k$  matériau montre la contribution de la dispersion du matériau. Les courbes  $\Delta k$  guide montrent la contribution de la dispersion du guide calculée analytiquement pour trois familles de FWM données par  $G = 2 ; 4 ; 6$ .

Sur la figure 2, les solutions pour obtenir un accord de phase de FWM sont données par les intersections entre la contribution du matériau (courbe noire) et celle du guide (courbes rouge, verte, et bleue). Ces intersections représentent les cas où les constantes de propagation des quatre ondes, portées par des modes spécifiques, permettent de compenser le désaccord en phase dû au guide. Ces solutions existent pour plusieurs combinaisons de modes regroupées au sein de familles  $G$  telles que :

$$G = g_s + g_i - g_{p1} - g_{p2} \quad (I.10)$$

où  $g$  est le numéro azimutal du mode LP. La conservation du moment angulaire dans le processus implique que  $G$  soit un entier pair. Pour l'exemple, la lecture de la courbe nous indique que deux ondes de pompe sur le LP01 à 1064 nm vont pouvoir échanger de l'énergie avec une onde de signal à 734 nm sur le LP01 et une onde « idler » à 1927 nm sur le LP02 car  $G = 3+1-1-1 = 2$ .

### 1.2.b. Effet Raman

Il existe d'autres types de dynamiques non linéaires dites « inélastiques ». Une onde peut transférer son énergie à son milieu de propagation et permettre l'émission de photons décalés en fréquence. Dans une fibre optique l'un de ces phénomènes de diffusions inélastiques est la diffusion Raman stimulés (SRS). Un photon incident peut perdre de l'énergie au profit d'un phonon et d'un photon de fréquence inférieure (photon Stokes). Le photon incident peut aussi combiner son énergie avec un phonon préexistant et permettre la génération d'un photon de fréquence supérieure (photon anti-Stokes). La figure suivante montre ces conversions de fréquence.

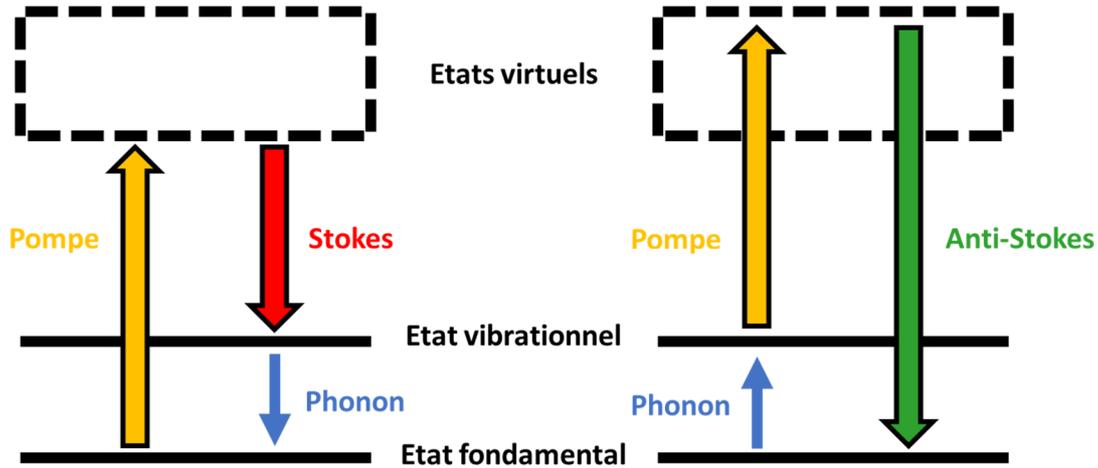


Figure 3 : Diagramme d'excitation de la diffusion Raman

Lorsqu'une onde de pompe de forte amplitude se propage dans un milieu, il devient possible d'obtenir une onde Stokes de forte puissance. L'efficacité de cette conversion est quantifiée par le gain Raman  $G_R$  ( $\Omega_R = \omega_{\text{pompe}} - \omega_{\text{stokes}}$ ) dont la valeur va varier en fonction de la fréquence pour atteindre, dans la silice, un maximum pour un décalage de  $\Omega_R = 13,2$  THz.

L'amplification de l'onde Stokes peut se faire au sein d'une impulsion unique si son spectre est suffisamment large pour recouvrir la zone de gain Raman. On parle d'amplification « *intrapulse* ». Les longueurs d'onde les plus basses vont donner leur énergie aux longueurs d'onde les plus hautes. En régime solitonique, ce phénomène va permettre l'autodécalage fréquentiel (*self-frequency shift* - SFS) d'une impulsion dont le spectre moyen va se décaler vers les hautes longueurs d'onde. Cet autodécalage est utilisé pour la génération d'impulsions de forte puissance à des longueurs d'onde « exotiques » [Gordon 1986] [Dudley 2006] [Delahaye 2018].

Le SRS joue aussi un rôle prépondérant dans la génération de supercontinuum optique. En régime anormal de dispersion, il va rompre la symétrie dans les interactions SPM/dispersion et permettre de fissionner l'impulsion initiale en de nombreuses sous impulsions. Celles-ci, de forme temporelle et d'énergie variable s'autodécalent sur une large plage de longueurs d'onde pour former le super-continuum. En régime normal de dispersion, le transfert d'énergie aux ondes Stokes et anti-Stokes va aussi permettre d'élargir le spectre, mais de manière discrète, c'est-à-dire en générant un peigne de longueurs d'onde [Alfano 1989] [Dudley 2006].

### I.3. L'équation non linéaire de Schrödinger dans les GIMF

La propagation non linéaire des impulsions dans les fibres est classiquement décrite par l'équation non linéaire de Schrödinger généralisée (GNLSE). Elle consiste à ajouter des termes correspondant aux dynamiques non linéaires dans l'équation de propagation [Agrawal 2019] :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A - \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta^k \frac{\partial^k}{\partial T^k} A = i \gamma_{NL} (1 + i \tau_{shock} \frac{\partial}{\partial T}) (A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(T') |A(T - T')|^2 dT') \quad (I.11)$$

A est l'enveloppe de l'impulsion. La partie de gauche (en bleu) de l'équation correspond à la propagation linéaire de l'impulsion avec la prise en compte de l'absorption et de tous les ordres de dispersion. La partie de droite (en vert) prend en compte les différentes manifestations des dynamiques non linéaires. En dehors des cas d'école, la complexité de l'équation rend sa résolution analytique impossible. Il est ainsi nécessaire de la résoudre numériquement.

Dans le cadre d'impulsions de durée supérieure à quelques picosecondes se propageant dans des fibres standards en silice, il est possible de simplifier l'équation pour ne prendre en compte que l'effet Kerr, la SRS et la dispersion d'ordre 2 :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma_{NL} \left( |A|^2 A - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right) = 0 \quad (I.12)$$

L'efficacité des effets NL est quantifiée par le coefficient non linéaire  $\gamma_{NL}$ , tel que :

$$\gamma_{NL} = \frac{\omega_0 n_2}{c A_{eff}(\omega_0)} \quad (I.13)$$

L'indice non linéaire  $n_2$  dépend de la composition du milieu de propagation.  $A_{eff}$  est l'aire effective du mode se propageant dans la fibre, telle que :

$$A_{eff}(\omega) = \frac{\left( \iint_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{F}(x, y, z)|^2 dx dy \right)^2}{\iint_{-\infty}^{+\infty} |\tilde{F}(x, y, z)|^4 dx dy} \quad (I.14)$$

avec  $\tilde{F}(x, y, z)$  la distribution transverse du mode se propageant. Dans le cadre de la propagation dans des fibres monomodes cette aire est une constante spatiale fonction de la fréquence optique. Il devient ainsi possible de réduire l'équation à deux dimensions : une spatiale longitudinale, et une temporelle/spectrale. La résolution numérique de ce modèle dit « 1+1D » reste gourmande en ressources numériques avec des temps d'exécution pouvant dépasser plusieurs jours selon les conditions de propagation et le nombre d'effets NL pris en compte.

La description de la propagation des impulsions dans les MMF doit tenir compte des trois dimensions spatiales et de la dimension temporelle. Les effets spatiaux et temporels ne peuvent pas, en principe, être découplés. Cela allonge par plusieurs ordres de grandeur la résolution numérique de l'équation. Deux modèles sont majoritairement exploités :

L'équation de Schrödinger non linéaire généralisée 3+1D consiste à résoudre directement l'équation de propagation sur les quatre dimensions avec un champ transverse 2D en entrée. Avec la GNLSE 3+1D, les dimensions transversales sont prises en compte grâce à un potentiel décrivant le profil d'indice de réfraction de la fibre. C'est l'outil le plus direct, mais aussi le plus coûteux en termes de temps de calcul : la simulation de la propagation sur quelques mètres de fibre nécessite

plusieurs jours de calcul. Elle est utilisée pour des propagations très multimodes (plus de 10 modes) [Renninger 2013].

Il est aussi possible d'utiliser la GNLSE multimode (MM-GNLSE). Les dimensions transversales sont décrites indirectement par l'étude individuelle des différents modes de la fibre, couplés entre eux par la non-linéarité. Cela consiste en  $N$  GNLSE 1+1D couplées entre elles. Cette méthode permet de réduire le temps de calcul pour des propagations faiblement multimodes (généralement  $N < 10$ ). Le nombre de termes de couplages non linéaires entre les équations augmente en  $N^4$  [Poletti 2008].

Dans les GIMF les modes se propagent avec des vitesses de groupe quasi-identiques. Cela entraîne une période longitudinale dans le processus d'interférence intermodale. Cette périodicité du faisceau peut être utilisée pour simplifier les équations de propagations. Ainsi Conforti et al [Conforti 2017] ont développé un modèle dérivé de la GNLSE 3+1D avec un potentiel parabolique spatial. Ils décrivent la propagation grâce à une unique GNLSE 1+1D avec un coefficient non linéaire périodique. Elle peut être résolue rapidement par les méthodes standard avec de faibles puissances de calcul. Il est possible de reproduire plusieurs phénomènes propres aux GIMF, comme les GPI. Ce modèle considère la propagation d'un faisceau transversalement gaussien avec un rayon variable. Cette variation va correspondre à l'auto-imagerie 3D des modes dans la GIMF. Le calcul de l'aire effective associée à ce rayon variable permet ensuite d'obtenir la variation périodique du coefficient NL nécessaire pour la résolution de la GNLSE 1+1D. La figure suivante montre une variation possible de rayon et le  $\gamma_{NL}$  correspondant, pour une GIMF 52/125 :

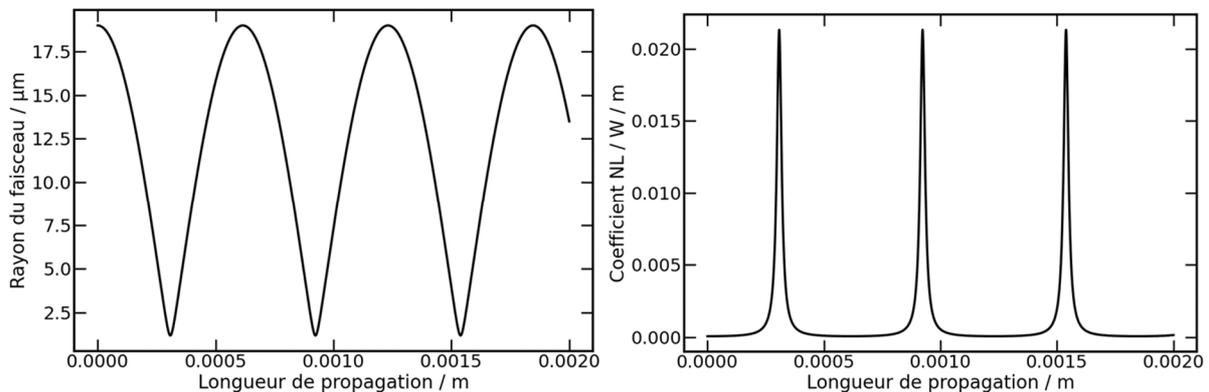


Figure 4 : Paramètres utilisés pour le calcul de  $\gamma_{NL}$  pour la résolution de la GNLSE 1+1D selon le modèle développé par Conforti et al. ; Gauche : Évolution du rayon modal au cours de la propagation ; Droite : évolution de  $\gamma_{NL}$  au cours de la propagation.

Ce réseau périodique longitudinal d'intensité est à l'origine d'une grande variété de dynamiques non linéaires observées dans les GIMF.

## 1.4. L'autonettoyage Kerr non linéaire

### 1.4.a. Le nettoyage de faisceau dans les GIMF

Plusieurs travaux ont montré que l'auto-organisation spatiale et temporelle des faisceaux multimodes est possible en exploitant les non-linéarités des fibres, évitant ainsi l'utilisation de dispositifs complexes pour contrôler la composition modale à l'entrée ou à la sortie des MMF.

Le rétablissement spontané (ou nettoyage) de la qualité spatiale d'un faisceau au cours de sa propagation a d'abord été observé dans les GIMF avec l'implication du Raman stimulé ou de la

diffusion Brillouin stimulée (SBS) [Bruesselbach 1993]. Les ondes Stokes générées sont portées par un nombre de modes bien inférieur au nombre initial de l'onde de pompe, en favorisant les modes d'ordres bas. Ainsi, une cascade de ce processus peut conduire à une propagation uniquement sur le mode fondamental, mais avec un décalage sur des longueurs d'onde plus hautes. Dans ces conditions, la pompe conserve la structure multimode initialement excitée. Ces nettoyages Raman et Brillouin sont dissipatifs.

Ce phénomène peut, s'expliquer par une génération plus importante du gain non linéaire sur les modes d'ordre bas. C'est le cas pour l'autonettoyage Raman (figure 5). Il est à noter que dans les MMF à saut d'indice le recouvrement avec la pompe est similaire pour tous les modes Stokes. Cela réduit fortement l'efficacité du nettoyage. Ce nettoyage par SRS est présenté sur la figure suivante où nous pouvons voir que l'onde de pompe à 1064 nm garde le caractère multimode dû à la propagation dans la GIMF, tandis que l'onde Stokes à 1115 nm générée par effet Raman est sur le mode fondamental de la fibre. On constate aussi une efficacité de nettoyage beaucoup plus faible dans la fibre à saut d'indice [Chiang 1992] [Baek 2004] [Chaing 1993] [Terry 2007].

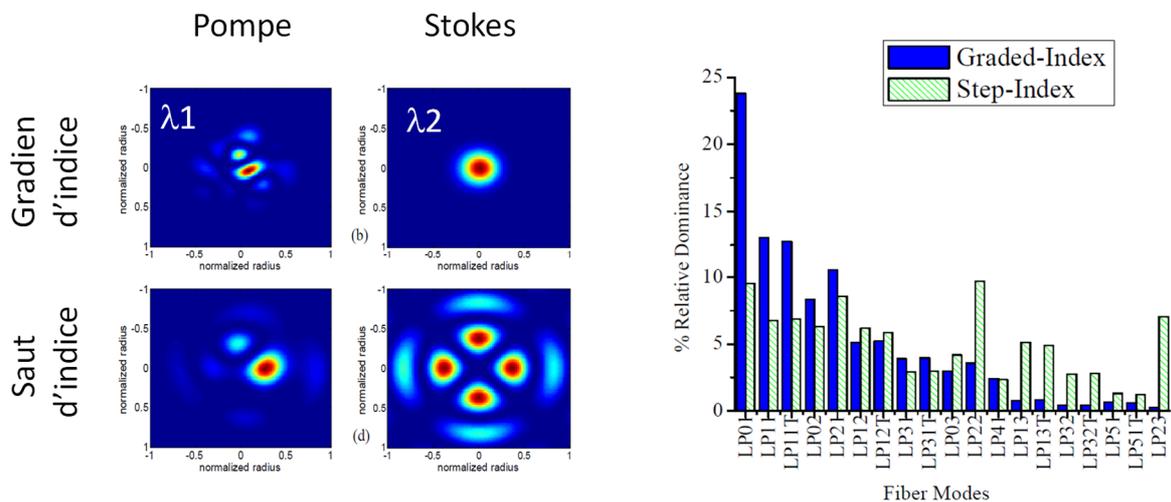


Figure 5 : Gauche, processus de nettoyage Raman dans une GIMF et dans une fibre à saut d'indice; Droite, Gain Raman en fonction des modes dans une GIMF. [Terry 2007]

D'autres moyens de nettoyage ont été théorisés ou démontrés :

- Il a été démontré que la propagation quasi monomode dans les GIMF pouvait aussi exister dans le cadre de la génération de super-continuum avec des impulsions femtoseconde en régime de dispersion anormale. [Wright 2015]
- Il a été évoqué la possibilité d'obtenir un nettoyage via les interactions intermodales au sein d'un soliton multimode. [Buch 2015]
- À forte puissance, l'autofocalisation peut compenser les effets de diffraction, provoquant ainsi une filamentation du faisceau qui préserve sa structure sur un mode non linéaire à structure gaussienne [Lushnikov 2014]

Plus récemment, Krupa *et al.* [Krupa 2017] ont démontré que la variation d'indice due à l'effet Kerr dans les GIMF permet la formation d'un faisceau stable, avec un diamètre proche de celui du mode fondamental de la fibre. Cette observation montre que, au-delà d'un certain seuil de puissance, la lumière se propageant dans la fibre peut déclencher un processus d'auto-organisation grâce au mélange non linéaire des modes. Les premières démonstrations expérimentales de l'autonettoyage spatial d'un faisceau ont été réalisées en utilisant des impulsions sub-

nanosecondes dans des GIMF en régime normal de dispersion. Un exemple de résultat obtenu est présenté sur la figure suivante. On peut voir comment un faisceau de faible puissance et hautement multimode en sortie de GIMF, peut évoluer en un faisceau avec un profil en cloche « *bell-shape* » lorsque la puissance de pompe en entrée augmente. Ce faisceau nettoyé est entouré d'un fond multimode de faible puissance.

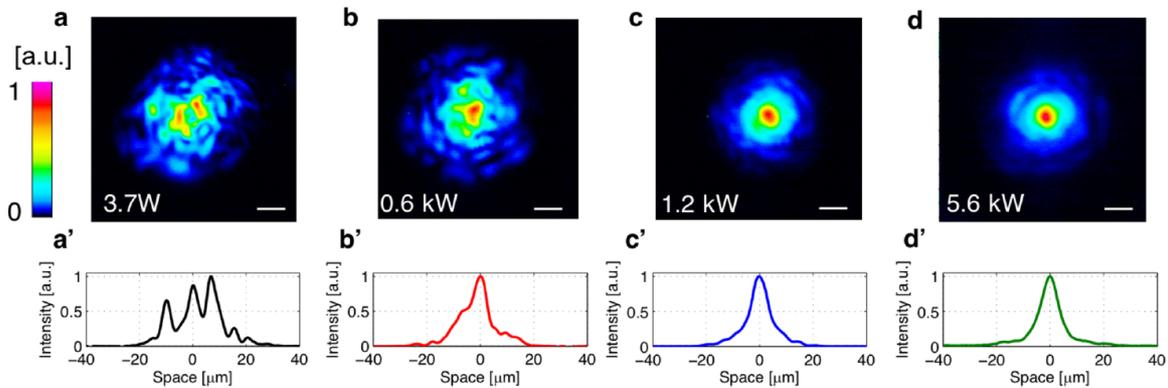


Figure 6 : Autonettoyage Kerr dans une GIMF 50/125 de 12 m avec des impulsions sub-nanosecondes [(a)-(d)] images en champ proche à 1064 nm pour plusieurs valeurs de la puissance crête de sortie, échelles : 10 μm. [(a')-(d')] profil de faisceau correspondant selon la dimension transverse  $x$  (en  $y = 0$ ). [Krupa 2017]

La figure suivante montre les évolutions spectrale (abscisse) et spatiale (ordonnée) d'un faisceau au cours du processus d'autonettoyage. À basse puissance (a), le faisceau est multimode. À plus haute puissance (b) l'autonettoyage Kerr se produit sur l'onde de pompe, sans élargissement spectral significatif, conversion de fréquence ou autres processus dissipatifs. Cet effet est également différent de l'autofocalisation, nécessitant des niveaux de puissance crête de plusieurs mégawatts, plusieurs ordres de grandeur au-dessus des seuils de nettoyage Kerr. Il est important de noter que cet effet d'auto-organisation spatiale s'est avéré robuste aux contraintes mécaniques agissant sur la fibre, ainsi qu'aux variations faibles de l'injection initiale.

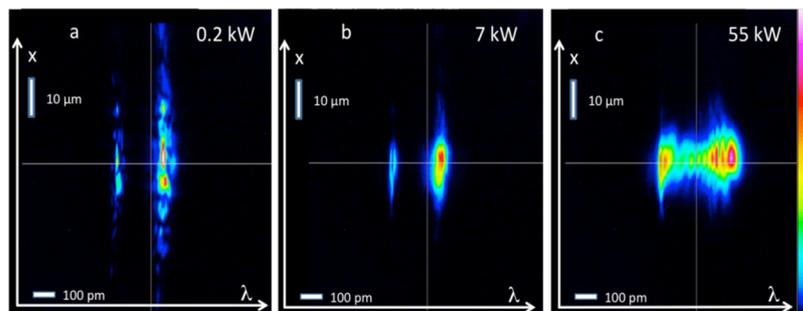


Figure 7 : Relevés spectrospatiaux d'un faisceau à la sortie d'une GIMF pour trois puissances différentes. Axe vertical : dimension spatiale ; axe horizontal : évolution de la longueur d'onde.

#### 1.4.b. Théories de l'autonettoyage Kerr

Depuis les premières observations du phénomène d'autonettoyage Kerr, de nombreux travaux ont été menés pour comprendre les mécanismes physiques sous-jacents. Plusieurs hypothèses ont été formulées, et toutes semblent s'accorder sur le fait que la propriété d'auto-imagerie propre aux GIMF, couplée au mélange non linéaire des modes, est à l'origine du processus. Toutefois, les descriptions théoriques peuvent s'appuyer sur différentes approches.

L'explication théorique donnée par Krupa *et al.* [Krupa 2017], est basée sur des mélanges paramétriques à quatre ondes suivis d'un comportement non réciproque du couplage non linéaire

des modes. De manière plus précise, les constantes de propagation des modes transverses dans une fibre à profil parabolique sont également espacées les unes des autres. Cela conduit, par le biais du battement cohérent des modes, à une oscillation périodique de l'intensité le long de la fibre, qui, en combinaison avec la non-linéarité Kerr, crée une modulation longitudinale périodique de l'indice de réfraction. Cette périodicité induit un quasi-accord de phase qui permet la mise en place de mélanges à quatre ondes, brisant ainsi l'orthogonalité entre les modes. L'échange d'énergie, qui en résulte, favorise le mode transverse le plus lent qui est représenté par le mode fondamental. L'afflux important de puissance induit alors une modulation de phase de la lumière qui se propage sur le mode fondamental modifiant le quasi-accord de phase et rendant ainsi le processus de transfert irréversible. L'énergie reste alors définitivement sur le mode fondamental.

Dès 2011 Aschieri *et al.* [Aschieri 2011] considèrent l'évolution d'une onde aléatoire non linéaire qui se propage dans un guide d'onde optique multimode. Le côté aléatoire concerne l'aspect spatial sans considération temporelle, ce qui limite la comparaison avec des expériences réalisées dans les fibres en régime impulsif. Toutefois, dans cette publication, l'onde optique présente un processus de thermalisation caractérisé par une évolution irréversible vers un état d'équilibre tendant vers une équirépartition d'énergie entre les modes. A la suite de cette thermalisation, le champ optique subit un processus de condensation, qui se caractérise par le peuplement énergétique du mode fondamental. L'utilisation de l'équation de Schrödinger non linéaire permet une description de la turbulence de l'onde aléatoire initiale. L'amplitude du condensat est alors calculée analytiquement et se trouve en accord quantitatif avec les simulations numériques réalisées sur le même système.

Plus tard, une autre approche développée en 2019 par Podivilov *et al.* [Podivilov 2019] et Fuzaro *et al.* [Fuzaro 2019] montrent que l'effet d'auto-organisation peut être rapproché d'un effet de condensation photonique qui résulte du processus irréversible de thermalisation, en analogie avec la condensation quantique de Bose-Einstein. Ils expliquent que l'effet de condensation provient de la divergence de la distribution d'équilibre thermodynamique de Rayleigh-Jeans, qui est responsable de l'alimentation du mode fondamental du système. Cependant, l'obtention de ce phénomène de thermalisation et, *in fine*, l'obtention d'une condensation complète grâce à un processus non linéaire, nécessite de grandes longueurs d'interaction. Ils ont montré, sur la base de la théorie de la turbulence [Newell 2001] [Nazarenko 2011] [Zakharov 1992] et des développements récents associés aux effets de désordre macroscopique [L'vov 2010] [Bustamante 2014], qu'une augmentation de celui-ci, rencontré par les ondes, augmente la vitesse de thermalisation et de condensation de plusieurs ordres de grandeur. En d'autres termes, l'augmentation du désordre augmente la vitesse d'auto-organisation de la lumière dans la fibre. Une telle accélération, qui est assez contre-intuitive, peut fournir une explication naturelle pour le phénomène d'autonettoyage. Les expériences réalisées dans les fibres optiques multimodales montrent cette évolution avec une fraction de condensat pouvant aller jusqu'à 60% d'énergie concentrée dans le mode fondamental.

Dès 2016, K. Krupa *et al.* [Krupa 2016] publient la démonstration expérimentale d'instabilités paramétriques géométriques dans les fibres optiques à profil parabolique. Ce processus est obtenu après un effet d'autonettoyage Kerr alors montré dans ces fibres. Durant la même année Liu *et al.* [Liu 2016] observent un processus similaire d'autonettoyage spatial non linéaire avec des impulsions femtosecondes (~80 fs à 1030 nm). Le profil spéculaire du faisceau évolue vers une distribution en forme de cloche centrée dans le cœur de la fibre. Toutefois, la puissance crête

utilisée était de l'ordre de 0,5 MW ce qui est très proche de l'effet d'autofocalisation Kerr. Dans ces conditions, un doute sur l'observation du même phénomène de nettoyage que celui de Krupa *et al.*, avec un seuil proche du kilowatt en régime nanoseconde, est clairement émis. L'explication alors avancée dans le papier publié par Wright *et al.* [Wright 2016] sur un processus de nettoyage spatial du faisceau, qui précède une instabilité de modulation spatiotemporelle repose sur l'apparition d'un « attracteur instable universel ». L'auto-organisation et l'instabilité de l'attracteur seraient causées par des interactions intermodales combinées à la non-linéarité du matériau et au désordre introduit par les imperfections de la fibre. Toutefois aucune explication plus précise n'a été fournie. Plus récemment Wu *et al.* [WU 2019] ont présenté, dans un cadre thermodynamique cohérent, une théorie capable de décrire, de manière universelle, le comportement complexe de configurations photoniques multimodales. Ils ont dérivé de nouvelles équations d'état montrant que l'énergie interne et la puissance optique s'écoulent toujours conformément à la deuxième loi de la thermodynamique, c'est-à-dire avec une irréversibilité des phénomènes physiques. En d'autres termes, l'entropie lié à un système ne peut qu'augmenter d'où l'apparition d'instabilités spatiotemporelles suite au nettoyage modal. Ils soulignent alors la perspective de réaliser des cycles de type Carnot dans de tels systèmes.

#### I.4.c. Polarisation et modulation temporelle avec l'autonettoyage Kerr

En plus des aspects spatiaux, la polarisation et les dynamiques temporelles inhérentes à la propagation non linéaire des faisceaux dans les GIMF ont également fait l'objet de travaux. Krupa *et al.* [2-Krupa 2019] ont démontré expérimentalement que l'autonettoyage Kerr s'accompagne d'un effet de repolarisation partiel résultant d'un mélange complexe de modes non linéaires. Ils ont observé qu'un faisceau de pompe polarisé linéairement, qui est presque dépolarisé à la sortie de la fibre en régime linéaire, devient partiellement polarisé à des puissances proches du seuil d'autonettoyage du faisceau. Ils ont également montré expérimentalement comment le faisceau autonettoyé subit une rotation non linéaire de la polarisation, qui finit par provoquer une diminution du degré moyen de polarisation linéaire d'un faisceau pulsé, lorsque la puissance d'entrée augmente. La rotation de polarisation non linéaire pourrait être utilisée comme absorbant saturable ultrarapide lorsqu'elle est couplée avec un polariseur placé dans une cavité laser, dans le but d'obtenir un verrouillage en phase des modes longitudinaux.

Krupa *et al.* [Krupa 2018] ont également montré que l'autonettoyage Kerr s'accompagne d'un remodelage temporel important conduisant à une rupture de l'impulsion initiale suivie d'une compression temporelle permettant l'augmentation de la puissance crête en sortie. La dynamique temporelle complexe, qui caractérise les faisceaux spatialement autonettoyés pourrait être considérée comme la preuve du respect de la seconde loi thermodynamique. En d'autres termes, la diminution de l'entropie spatiale est compensée par une augmentation de l'entropie dans le domaine temporel. Ainsi, Krupa *et al.* ont observé que, pour des puissances d'entrée légèrement supérieures au seuil d'autonettoyage spatial, les impulsions laser sub-nanosecondes peuvent subir une compression temporelle d'un facteur quatre, avec une augmentation conséquente de la puissance crête malgré une structuration complexe. Cette évolution est présentée sur la figure suivante.

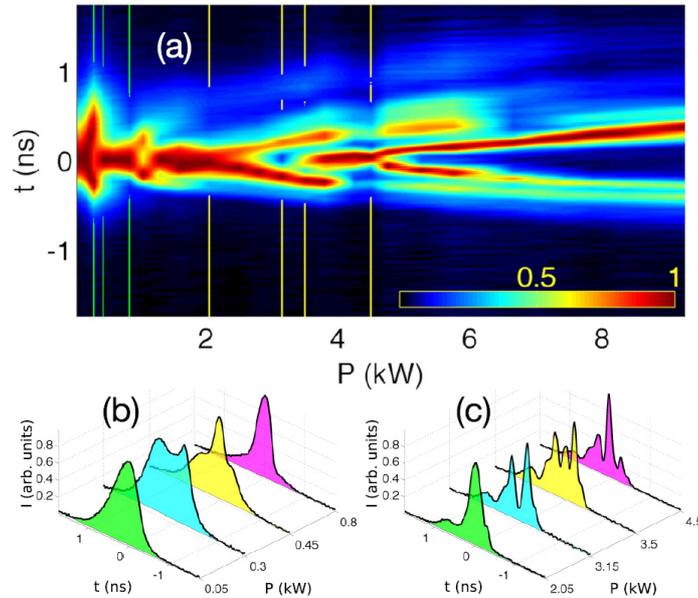


Figure 8 : Résultats expérimentaux de la variation de la forme des impulsions dans une GIMF : (a) trace temporelle en sortie de fibre pour plusieurs valeurs de la puissance crête d'entrée. Les lignes verticales identifient certaines des puissances, dont les traces temporelles correspondantes sont montrées sur les graphiques (b) et (c). [Krupa 2018]

#### I.4.d. Problématiques liées à l'autonettoyage Kerr

L'autonettoyage est donc un phénomène complexe qui n'a retenu l'attention que très récemment. Plusieurs aspects expérimentaux ont été déjà explorés et des explications théoriques ont été formulées. Cependant, des travaux continuent d'être menés sur le sujet afin d'en améliorer la compréhension et de le situer, de manière plus large, dans un contexte d'explication liée à la physique générale. Un effort particulier est également apporté à l'application de ce phénomène aux systèmes lasers. Cet élan de recherche permet également de revisiter les fibres multimodales avec de nouveaux dessins et réalisations. Cette thèse s'intéressera à plusieurs problématiques introduites par cet effet d'autonettoyage spatial.

Toutes les études sur le nettoyage Kerr ont été menées dans des régimes de propagation très multimodes, là où la théorie de la condensation est applicable. J'ai, pour ma part, souhaité explorer le nettoyage Kerr dans un régime de propagation différent en présence d'un faible nombre de modes. Ce travail a permis de montrer l'influence de plusieurs paramètres de propagation sur le processus de nettoyage : l'influence de la dispersion, l'influence d'une excitation *few mode*, et l'influence de la durée des impulsions.

L'un des problèmes rencontrés dans l'étude expérimentale des phénomènes non linéaires spatiotemporels, comme le nettoyage Kerr, vient des outils de caractérisation disponibles. L'aspect spatial est étudié via des caméras qui vont intégrer temporellement l'impulsion. L'aspect temporel est étudié via des dispositifs qui vont intégrer spatialement le faisceau. J'ai par conséquent développé un banc de caractérisation spatiotemporel permettant de voir l'évolution spatiale du faisceau nettoyé avec une résolution temporelle de quelques picosecondes. J'ai également montré que le nettoyage spatial sur un mode d'ordre élevé (type LP11) était possible, mais représente un effet transitoire sur le chemin de la condensation photonique réalisée sur le mode fondamental. Cette observation a été réalisée dans un cadre plus large de mesure de l'évolution de la cohérence au sein du phénomène d'autonettoyage spatial.

Dans un dernier travail, je me suis intéressé au nettoyage croisé entre des faisceaux de faible et de forte intensités. J'ai montré la transformation instantanée (commutation) d'un faisceau

spéculaire vers le mode fondamental par superposition d'un deuxième faisceau à polarisation croisée monomode transverse de plus faible puissance. Cette expérience donne un exemple de copropagation de différentes familles de faisceaux nettoyés dans une fibre GIMF.

### 1.5. Conversion de fréquence par GPI

La nature spatiotemporelle de la propagation des faisceaux dans les GIMF conduit à la formation d'instabilités de modulation spatiales, qui n'ont pas d'équivalent dans les fibres monomodes ou peu multimodes. En effet, nous avons vu qu'un faisceau multimode de forte puissance se propageant dans une GIMF peut créer, via l'effet Kerr et l'effet d'auto-imagerie, une modulation longitudinale de l'indice de réfraction du cœur. La focalisation périodique du faisceau peut être vue comme une instabilité paramétrique. Cette instabilité permet la génération paramétrique de nouvelles fréquences optiques à partir de l'onde de pompe. [Longhi 2003]

Ces instabilités sont analogues aux instabilités de Faraday dans les fluides modulés [Faraday 1831]. Cependant, comme elles sont générées par la géométrie (le profil d'indice parabolique) de la GIMF, ce phénomène a été appelé « instabilité géométrique paramétrique » (GPI) [Krupa 2016] [Mafi 2012].

En régime d'excitation nanoseconde, les GPI permettent une bonne efficacité de conversion de la pompe vers les raies paramétriques. Cette efficacité est très dépendante de la dynamique de l'effet d'auto-imagerie, et donc du nombre de modes initialement excités. Les nouvelles fréquences générées sont données par la formule suivante :

$$f_m = \pm \sqrt{\frac{m}{2\pi z_{SI} \beta_2}} , m = 1, 2, \dots \quad (I.15)$$

où  $f_m$  est la fréquence de la raie d'ordre  $m$  et  $z_{SI}$  est la longueur d'auto-imagerie du faisceau dans la fibre.

La première démonstration de GPI dans les GIMF a été publiée par Krupa *et al* en 2016. Ils ont utilisé des impulsions sub-nanosecondes à 1064 nm. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure suivante :

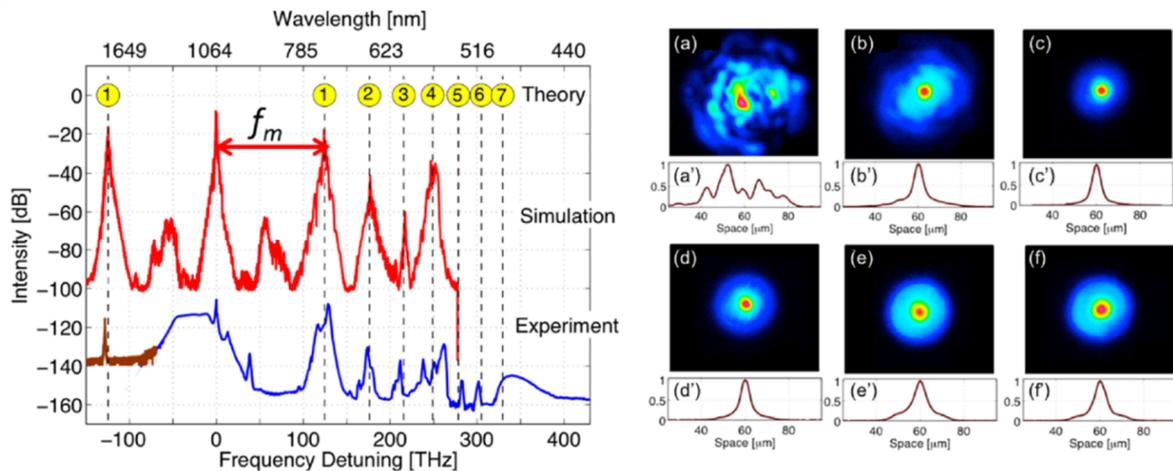


Figure 9 : A gauche : Spectre présentant la génération de fréquences par GPI obtenue expérimentalement, analytiquement, et numériquement. Droite : images en champ proche en sortie de fibre et profil correspondant : pour l'onde de pompe à  $P = 0,06$  kW [(a) et (a')] et à  $P = 50$  kW [(b) et (b')], et pour les quatre premières bandes spectrales à 750 nm [(c) et (c')], 650 nm [(d) et (d')] 600 nm [(e) et (e')] et 550 nm [(f) et (f')] pour  $P = 50$  kW. [Krupa 2016]

Les ondes Stokes et anti-Stokes des GPI au premier ordre ont un fort décalage par rapport à l'onde de pompe, soit environ 123,5 THz pour une fibre de type 50/125. Ces expériences montrent que

les GPI permettent une conversion de la pompe sur une large gamme spectrale, couvrant les longueurs d'onde visibles et infrarouges.

Le processus de GPI résulte donc de la focalisation périodique du faisceau dans la GIMF. Cette interprétation du phénomène est confortée par l'analyse numérique de *Conforti et al.* [Conforti 2017], présentée plus tôt. Ils ont montré qu'en implémentant une variation périodique longitudinale de l'indice non linéaire dans la NLSE 1D+1, il était possible de retrouver la génération de raies par GPI. Cependant, dans les GIMF cette variation périodique de la largeur du faisceau résulte de l'aspect multimodal de la propagation. Les longueurs d'onde des raies paramétriques peuvent également être trouvées grâce à la théorie du mélange à quatre ondes intermodal (IMFWM). Les longueurs d'onde qui satisfont l'accord de phase pour l'IMFWM sont les mêmes que les longueurs d'onde générées par GPI. La nature multimode spatiale des raies spectrales générées par GPI n'a toutefois pas été clairement mise en évidence expérimentalement. Pour cela, j'ai mis au point un banc de caractérisation spectrospatial permettant de mieux visualiser les dynamiques modales dans la génération des raies paramétriques dans les GIMF.

Comme je le montrerai dans la partie suivante, la génération de rayonnement dans le moyen infrarouge (MIR) fait l'objet de nombreux travaux. Or, les GPI permettent de générer des impulsions de fortes puissances dans le MIR. Nous nous intéresserons donc à la possibilité d'utiliser ces impulsions comme signal dans un système d'amplification Thulium. Je présenterai un travail sur une génération de continuum MIR (1.7-3.4  $\mu\text{m}$ ) initié par GPI.

## I.6. Génération de supercontinuum dans les GIMF

La génération de supercontinuum (SCG) à forte puissance moyenne, est un axe de recherche majeur en optique non linéaire. Ainsi, l'utilisation des fibres multimodes pour la SCG a très tôt fait l'objet de nombreux travaux. La génération de supercontinuum dans les GIMF a été démontrée avec différentes longueurs d'onde de pompe et dans plusieurs régimes temporels (ns, ps, fs) [Grudin 1988] [Pourbeyram 2013] [Wright 2015] [Tegin 2018]. Il a été montré qu'il était possible de générer des SC couvrant toute la bande de transmission des GIMF, de 350 nm à 2500 nm. L'utilisation des GIMF permet une certaine accordabilité du spectre via la modulation spatiale des conditions d'entrée du faisceau dans la fibre. L'une de ces études a été publiée par Wright *et al.* en 2015 [Wright 2015]. Ils ont regardé l'évolution du spectre en sortie de fibre en régime femtoseconde pour différentes excitations modales. Ils ont montré que selon les modes se propageant dans la fibre, le spectre résultant variait significativement. Cette variation va de la création d'un supercontinuum infrarouge plat pour une injection de la puissance sur le mode fondamental à un peigne de raies spectrales pour une injection plus multimodale. Leurs résultats sont présentés sur la figure suivante.

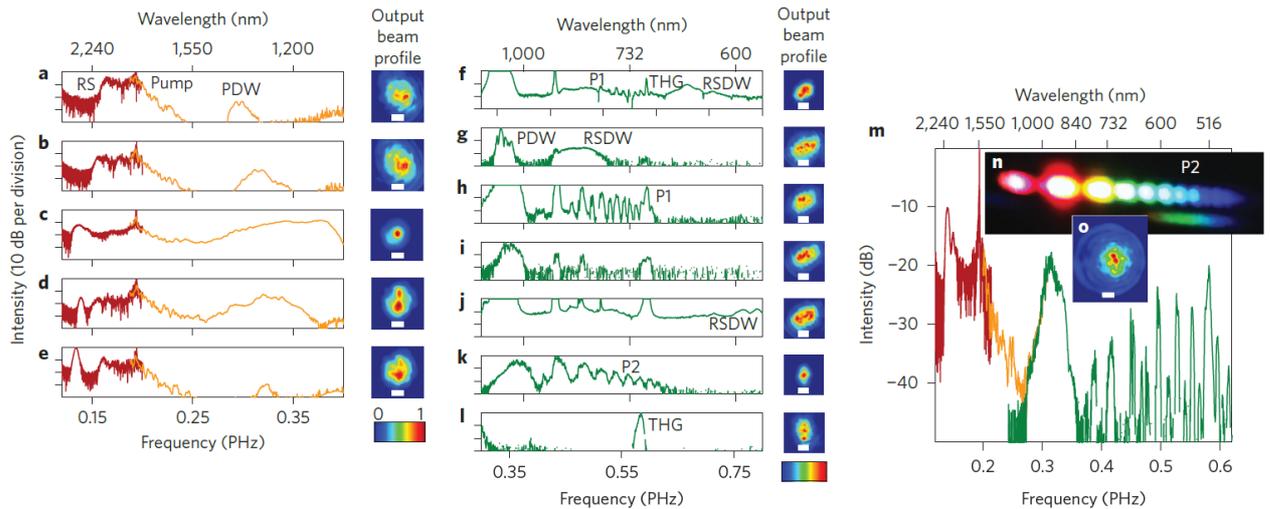


Figure 10 : Évolution spectrale pour plusieurs excitations modales. Les courbes sont les spectres infrarouges (a-e), les spectres visibles (f-l) et la somme des deux (m). Les images sont les champs proches du faisceau en sortie de GIMF correspondantes. [Wright 2015]

Plus récemment, Krupa *et al.* [2-Krupa 2016] ont étudié, via un *cut-back*, la concurrence entre GPI et SRS dans le processus de génération de supercontinuum dans les GIMF. Ils ont montré que dans les premiers mètres de fibre, les GPI génèrent des raies spectrales, transportant environ 12 % de la puissance initiale de l'onde de pompe. Après 1,5 m, le SRS provoque une cascade spectrale de la pompe vers l'IR : l'épuisement de la pompe qui en résulte inhibe alors les instabilités géométriques. Pour des longueurs de fibre allant jusqu'à 12 m, et pour des puissances crêtes supérieures à 35 kW, le supercontinuum induit par les effets solitoniques a une forme plate dans l'IR. Le spectre final résultant de la propagation de leur impulsion dans 30 m de fibre est présenté sur la figure suivante.

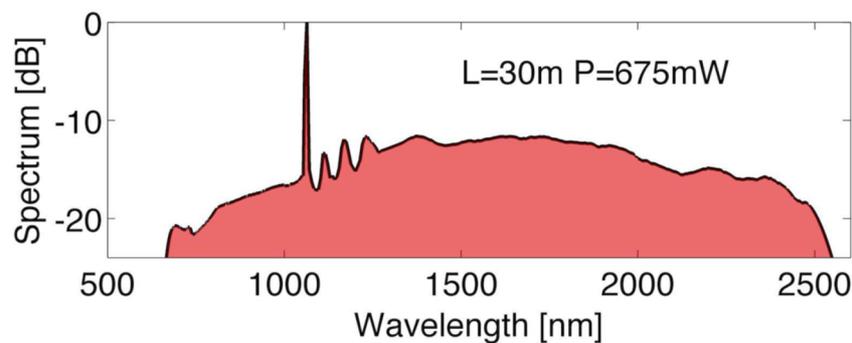


Figure 11 : Supercontinuum MIR résultant de la propagation d'impulsions subnanosecondes dans une GIMF 50/125. [2-Krupa 2016]

Actuellement, les sources lasers supercontinuum, couvrant la bande 350 nm – 2500 nm, basées sur des fibres optiques microstructurées en silice sont disponibles dans le commerce. Cependant, les sources supercontinuum émettant dans l'infrarouge plus lointain sont difficiles à trouver. Ces fréquences sont cruciales pour de nombreuses applications, telles que la médecine, la spectroscopie, l'imagerie, le traitement des matériaux et la télédétection environnementale. En effet, les rayonnements aux longueurs d'onde entre 2 et 5  $\mu\text{m}$  puis 8 et 12  $\mu\text{m}$  sont transmis dans l'atmosphère et se superposent aux raies d'absorption de plusieurs molécules de gaz, comme la vapeur d'eau, le dioxyde de carbone ( $\text{CO}_2$ ) et l'oxyde nitreux ( $\text{N}_2\text{O}$ ). Cette coïncidence permet la détection efficace d'espèces chimiques présentes dans l'air en faible concentration. Les rayonnements dans ces régions du spectre électromagnétique sont, de plus, fortement absorbés par les tissus biologiques, avec des applications directes en dermatologie et, plus généralement, en chirurgie. La fabrication de sources lasers dans le moyen infrarouge nécessite de pomper des

fibres spéciales ayant des fenêtres de transmission plus étendues que celles des fibres classiques en silice. Ces ondes de pompe ont des longueurs d'onde comprises dans des bandes difficilement accessibles techniquement. Actuellement, ces supercontinuuums sont souvent basés sur des dispositifs en espace libre encombrants, coûteux et difficiles à régler. Des études sont menées afin de simplifier ces systèmes en générant les ondes de pompe via des sources plus faciles à gérer. Parmi ces nouvelles sources, les lasers à fibres co-dopées au thulium ou au thulium/holmium ont été utilisés comme sources de pompe autour de 2  $\mu\text{m}$ . Des lasers fibrés à solitons autodécalés permettant de générer des ondes de pompe à partir de lasers à fibres en silice ont aussi été étudiés. Les fibres à cristaux photoniques à cœur creux remplies de gaz ont également ouvert de nouvelles voies pour la génération de sources MIR à large bande par diffusion Raman stimulée (SRS). [Eslami 2020] [Tegin 2018]

Dans cette thèse, je présenterai la fabrication d'une telle source supercontinuum MIR allant de 0,75  $\mu\text{m}$  à 6  $\mu\text{m}$  pompée par l'onde résultant de l'élargissement spectral d'un laser classique à 1064 nm dans une GIMF en régime picoseconde. Ce travail ouvre la voie à une nouvelle gamme de sources MIR simples et moins onéreuses que les systèmes précédents car basée sur des lasers 1  $\mu\text{m}$  très répandus.

## 1.7. Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai introduit les concepts théoriques à la base des problématiques qui seront traitées dans cette thèse.

Ces dernières années, les fibres multimodes à gradient d'indice ont connu un gros regain d'intérêt. Il a été démontré que l'auto-imagerie périodique était le germe d'une importante quantité de dynamiques non linéaires. Dans les chapitres suivants, je traiterai de sujets liés à deux de ces effets : l'autonettoyage Kerr de faisceaux et la génération spectrale par instabilités paramétriques géométriques et par diffusion Raman stimulée [Krupa 2019].

L'autonettoyage Kerr de faisceaux est un effet qui permet aux différents modes se propageant dans la GIMF de s'échanger de l'énergie. Il a été démontré qu'une propagation initialement multimode pouvait devenir quasi monomode lorsque la puissance des impulsions augmentait. Afin d'améliorer la compréhension de ce phénomène, encore relativement nouveau, plusieurs travaux sont nécessaires. Ici, nous nous intéresserons au cas du nettoyage « Few modes » dont l'efficacité est le sujet de certaines interrogations théoriques. Ensuite, je présenterai un nouveau système de caractérisation spatiotemporelle, permettant de mieux appréhender expérimentalement les dynamiques d'échanges intermodales. Finalement, nous nous intéresserons à la possibilité de combiner plusieurs familles de nettoyage au sein d'une même GIMF. [Krupa 2017] [Wright 2016][Podilov 2019][Fusaro 2019][Deliancourt 2019]

Dans le cadre de la génération de supercontinuum moyen infrarouge, j'ai présenté des travaux relatifs à la génération spectrale dans les fibres à gradient d'indice. Ces travaux montrent, très clairement, la complexité des phénomènes non linéaires à l'origine de la génération d'un rayonnement large bande. Celui-ci se propage, en général, sur un nombre de modes important diminuant ainsi la brillance du faisceau de sortie. Dans nos régimes temporels, il y a deux effets permettant d'élargir un spectre de manière significatif : les GPI et les effets solitoniques en présence de gain Raman. Les GPI sont un phénomène de génération de raies paramétriques permettant l'émergence de raies spectrales de forte puissance à partir d'une onde de pompe. L'étalement spectral par autodécalage soliton est un phénomène complexe qui permet d'obtenir des supercontinuuums très larges, en régime anormal de dispersion. Le troisième chapitre de cette thèse traitera d'une nouvelle méthode de cartographie spatiospectrale pour caractériser ces phénomènes de générations spectrales. Il sera ensuite présenté deux sources supercontinuum

MIR, basées sur ces dynamiques non linéaires [Longhi 2003] [Krupa 2016] [2- Krupa 2016]  
[Conforti 2017] [Grudinin 1988] [Pourbeyram 2013] [Wright 2015] [Tegin 2018].



## II. Autonettoyage de faisceau par effet Kerr

Ce chapitre présente mes travaux centrés sur le phénomène d'autonettoyage Kerr dans les GIMF. La première partie s'intéresse au nettoyage Kerr de faisceau dans le cas d'une propagation faiblement multimode avec des impulsions à 1550 nm dans une fibre à gradient d'indice. Dans un second travail, je présente une nouvelle méthode de cartographie spatiotemporelle permettant de visualiser l'évolution de l'autonettoyage en fonction de la puissance quasi-instantanée des impulsions subnanosecondes. Finalement, un dernier travail s'intéressera aux interactions résultant de la copropagation de deux faisceaux autonettoyés dans une GIMF. Je démontre alors la possibilité d'obtenir des effets de commutation spatiale et spectrale.

### II.1. Autonettoyage Kerr « *few mode* » hautement efficace à 1.55 $\mu\text{m}$

#### II.1.a. Introduction

Une étude théorique [Garnier 2019] sur le processus de thermalisation et de condensation dans les GIMF s'est intéressée à l'influence du nombre de modes initialement excités. Ils ont prédit que, lorsqu'un petit nombre de modes est excité de manière cohérente à l'entrée d'une GIMF de courte longueur (10 m), les processus de thermalisation et de condensation sont virtuellement inhibés. Par conséquent, une question importante se pose : est-il encore possible d'observer un effet d'autonettoyage du faisceau dans des conditions d'excitation « few modes », et pour quelles puissances d'entrée ?

Pour répondre à cette question, j'ai étudié expérimentalement le processus d'autonettoyage d'un faisceau dans une GIMF avec des conditions d'excitation « few modes ». Les impulsions utilisées proviennent d'un laser picoseconde à 1562 nm. L'injection est faite via une SMF 28 dont la taille de mode est quasi-identique à la taille du mode fondamental dans la GIMF. J'ai utilisé des impulsions optiques de 160 ps de durée que j'ai obtenue en étirant les impulsions initialement, en sortie du laser, à 1 ps. Cette longueur d'impulsion permet de négliger les effets de dispersions modale et chromatique lors de la propagation dans 10 m de GIMF.

#### II.1.b. Analyse préliminaire

##### II.1.b.i Influence de la durée des impulsions dans le cas très multimodes

Afin de limiter le nombre de paramètres physiques pouvant impacter notre étude, une première série de mesures sur le choix de la durée d'impulsion a été menée. Ce travail préliminaire a consisté à regarder le rôle de cette durée sur le processus d'autonettoyage. En effet, la durée temporelle des impulsions lasers doit être suffisamment longue, afin de négliger les effets dispersifs linéaires sur la longueur de fibre concernée. Pour voir l'influence de cette durée d'impulsion sur la stabilité de l'autonettoyage, différentes sources lasers délivrant des impulsions sans dérive de phase avec différentes durées temporelles à 1064 nm (régime normal de dispersion de la GIMF) ont été utilisées.

J'ai, pour chaque durée d'impulsion, injecté un faisceau gaussien d'un diamètre de 36  $\mu\text{m}$  (mesuré à  $1/e^2$ ) dans la GIMF (50/125). Cela correspond à l'excitation de plus de 18 modes transversaux. Pour des puissances crêtes d'entrée supérieures à la valeur seuil de l'autonettoyage (1kW) dans une GIMF de 3 m de long, j'ai obtenu un transfert d'énergie vers le mode fondamental, suivi par un étalement spectral initié par de la SPM à plus haute puissance [Krupa 2017].

Sur la figure suivante, je présente une série de spectrogrammes résumant l'expérience. Les axes x (verticaux) représentent la répartition spatiale de l'intensité du faisceau en sortie de la GIMF. Les axes  $\lambda$  (horizontaux) indiquent les spectres correspondants (fonction de la longueur d'onde).

Chaque ligne correspond à une durée d'impulsion émise par des sources différentes. Ainsi celles des lignes une et deux possèdent deux modes longitudinaux avec des énergies déséquilibrées. La colonne la plus à gauche se réfère au cas de la propagation linéaire des impulsions. Ainsi, à faible puissance, la taille du faisceau est large en raison de la sortie multimode. Dans la colonne du milieu, je montre le cas correspondant au seuil de puissance pour l'autonettoyage (ici 1 kW). Comme on peut le voir, la taille du faisceau est spatialement comprimée jusqu'à la taille du mode fondamental de la MMF, tandis que le spectre reste presque aussi étroit que dans le régime linéaire. Cela montre qu'au seuil d'autonettoyage du faisceau, l'élargissement spectral induit par l'automodulation de phase reste négligeable. Enfin, la colonne la plus à droite correspond au régime de haute puissance, où la SPM conduit à un élargissement spectral significatif.

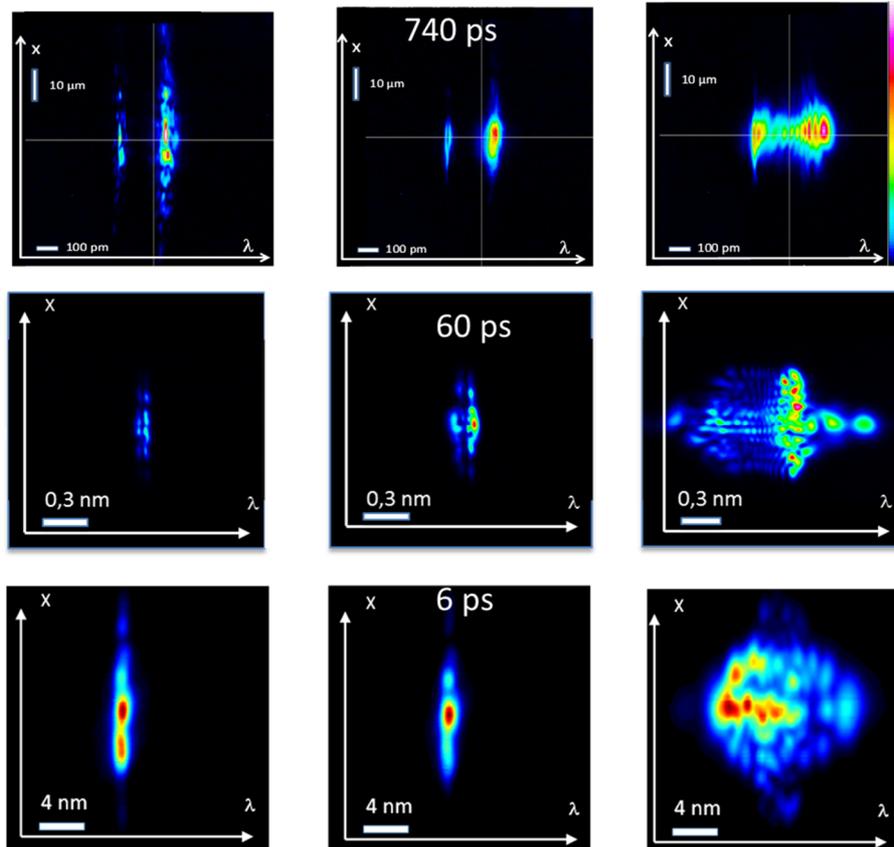


Figure 1 : Spectrogrammes (intensité en fonction de la coordonnée transversale  $x$  et de la longueur d'onde  $\lambda$ ) dans le champ proche du faisceau en sortie de GIMF, en fonction de la puissance de sortie (de gauche à droite, 10 W, 1 kW et 45 kW, respectivement) et de la largeur de l'impulsion d'entrée (de haut en bas), 740 ps, 60 ps et 6 ps, respectivement, pour une propagation dans le régime de normal de dispersion (GRIN-MMF 50/125). Le rapport entre la durée de l'impulsion et la différence de vitesse de groupe est de 61, 5 et 1 pour les rangées 1, 2 et 3, respectivement.

La ligne du haut montre des profils spatiotemporels pour une durée d'impulsion d'entrée de 740 ps, soit environ 61 fois plus longues que la différence de vitesse de groupe (DGD) intermodale dans la GIMF. A contrario, sur la ligne du bas, la durée de l'impulsion d'entrée a été réduite à 6 ps, ce qui est presque égal à la DGD de la fibre. La rangée du milieu correspond au cas intermédiaire avec une durée de 60 ps, soit cinq fois la DGD.

Nous pouvons voir que l'autonettoyage du faisceau est plus efficace lorsque les impulsions sont longues. De plus, la SPM est obtenue uniquement sur le mode fondamental pour une durée de 740 ps ce qui n'est pas le cas pour les autres impulsions plus courtes.

### II.1.b.ii Impact du nombre de modes initialement excités

Une deuxième série d'expériences a été réalisée pour étudier l'impact du nombre de modes excités sur l'efficacité du processus d'autonettoyage dans le cas très multimode. J'ai utilisé des impulsions subnanosecondes longues à 1064 nm (comme [Fusaro 1019] et [Aschieri 2011]) dans une GIMF (50/125) de 3 m de long. L'expérience a consisté à regarder l'évolution du nettoyage pour différentes injections, avec différents décalages transverses  $\Delta x$  entre le faisceau d'entrée et le centre de la face d'entrée de la GIMF (voir figure 2(c)). J'ai ensuite enregistré la répartition transverse de l'intensité du champ proche du faisceau de sortie en régimes linéaire et non linéaire (voir la figure 2). L'excitation centrée sur le cœur minimise l'énergie couplée dans les modes d'ordre supérieur, permettant d'atteindre rapidement le seuil de puissance de nettoyage du faisceau. À l'inverse, plus le déplacement transversal du faisceau d'entrée  $\Delta x$  est important, plus le nombre de modes excités est élevé, et plus le seuil de puissance pour le nettoyage du faisceau est élevé.

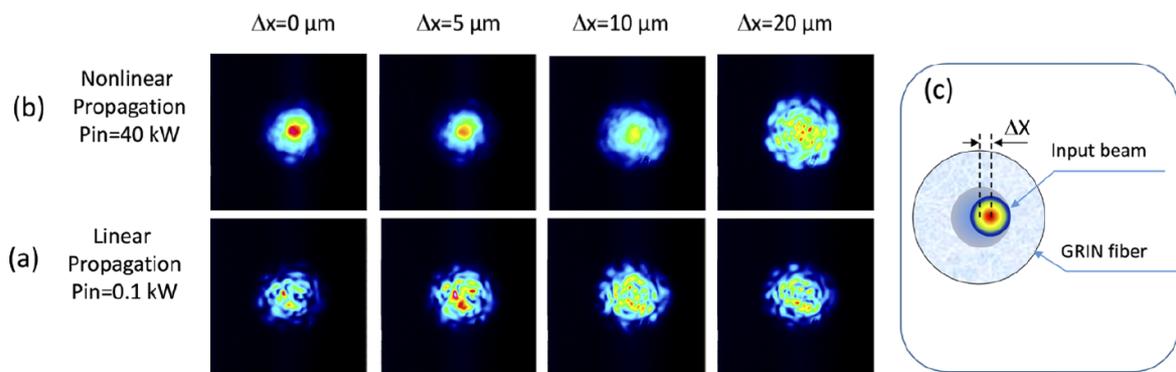


Figure 2 : Répartition transverse de l'intensité du faisceau en fonction de la position du faisceau d'entrée par rapport au centre de la fibre. (a) Régime linéaire (b) régime non linéaire (c) schéma du couplage du faisceau (GIMF: 50/125, longueur : 3 m, diamètre du faisceau d'entrées :  $36 \mu\text{m}$  - mesuré à  $1/e^2$ ).

Le décalage du faisceau de pompe vis-à-vis de l'axe de la fibre implique un changement des familles de modes excités. Pour une excitation centrée, les modes d'ordre bas sont privilégiés tandis que ceux aux ordres plus élevés sont principalement excités avec un décalage transverse du faisceau pompe. Cette expérience permet de montrer que l'excitation du mode fondamental joue un rôle important dans la dynamique de nettoyage spatial. Cela suggère aussi que le transfert d'énergie d'un mode d'ordre très élevé vers le mode fondamental est beaucoup plus difficile à obtenir que le transfert à partir d'un mode d'ordre bas. Cela se comprend très facilement en termes d'accord de phase qui est plus facilement satisfait entre des modes de familles proches (faible différence de vitesse de groupe entre modes).

Une autre méthode pour diminuer le nombre de modes excités tout en gardant une excitation centrée consiste à augmenter la longueur d'onde du faisceau d'entrée. En effet, comme le confirment nos simulations numériques, présentées sur la Fig. 3, à diamètre du spot du faisceau d'entrée fixe, il est possible de diminuer le nombre de modes excités en augmentant simplement la longueur d'onde du faisceau. Nous pourrions ainsi étudier l'impact du nombre de modes initialement excités sur le nettoyage en faisant une étude à 1562 nm.

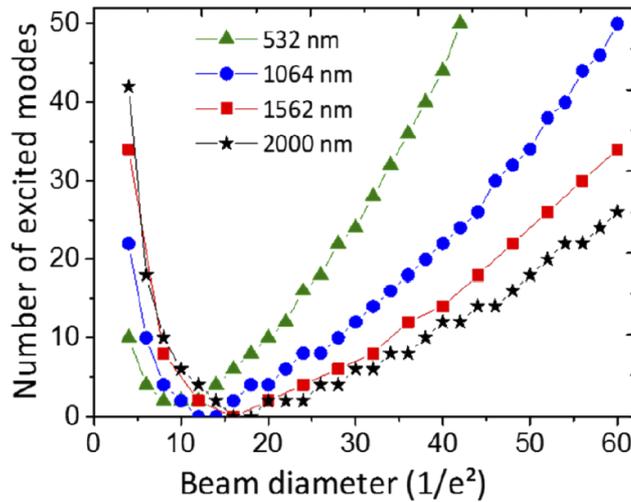


Figure 3 : Nombre de modes excités (avec plus de 99% de l'énergie du faisceau d'entrée) en fonction du diamètre du faisceau d'entrée pour quatre longueurs d'onde différentes. Obtenue par calcul des intégrales de recouvrement.

### II.1.c. Expérimentation en régime « few mode » avec des durées d'impulsions longues

#### II.1.c.i Étude spatiale

Le banc expérimental est montré sur la figure 5, il est basé sur l'utilisation d'une source laser picoseconde accordable en durée d'impulsion, grâce à une ligne dispersive pouvant imprimer une dérive de fréquence sur le spectre de l'impulsion de sortie. Une fois comprimée, la largeur minimale de l'impulsion est de 1 ps tandis qu'une durée maximale de 160 ps peut être obtenue. La largeur de la bande spectrale à -10 dB est montrée sur la figure 3 et atteint 7 nm.

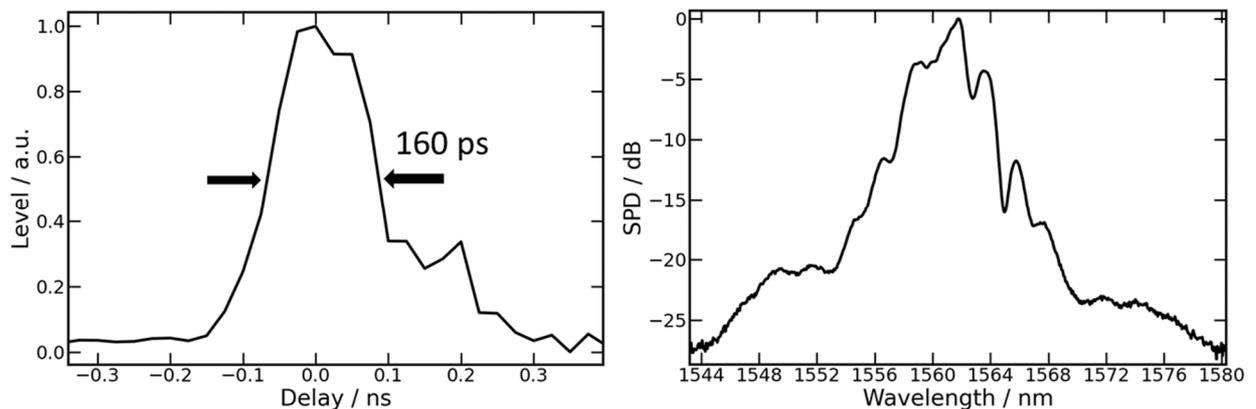


Figure 4 : Traces temporelle (photodiode InGaAs 50 GHz + oscilloscope 70 GHz) et spectrale des impulsions en sortie du laser

Le faisceau laser est couplé dans un morceau de 12 m de long de GIMF (50/125) via une courte section de fibre monomode (SMF 28).

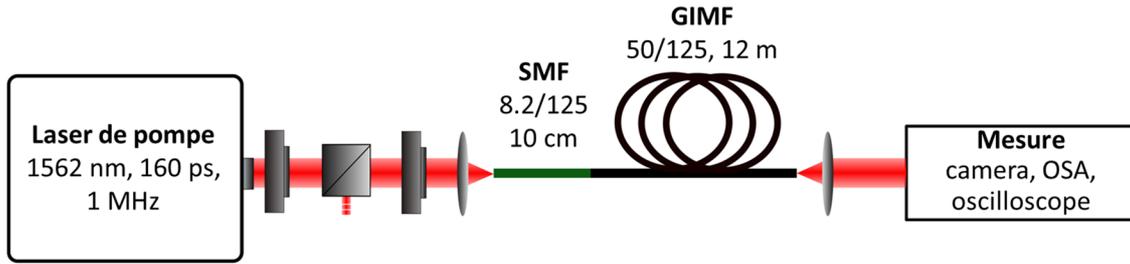


Figure 5 : Montage expérimental utilisé pour caractériser l'autonettoyage Kerr en régime anormal de dispersion.

Le profil spatial initial du faisceau est fourni par le mode fondamental de la SMF, avec un diamètre de mode de  $11,5 \mu\text{m}$  (mesuré à  $1/e^2$ ). Cela conduit à une efficacité de couplage de 85%. La GIMF de 12 m de long a été enroulée de manière lâche sur la table en formant des anneaux de 15 cm de diamètre. La fibre avait un cœur circulaire de  $25 \mu\text{m}$  de rayon, avec une différence d'indice cœur gaine de 0,015, correspondant à une ouverture numérique de 0,2. J'ai estimé numériquement que 99 % de la puissance guidée dans la fibre se propageait sur les trois ou quatre premiers modes (voir Fig. 3).

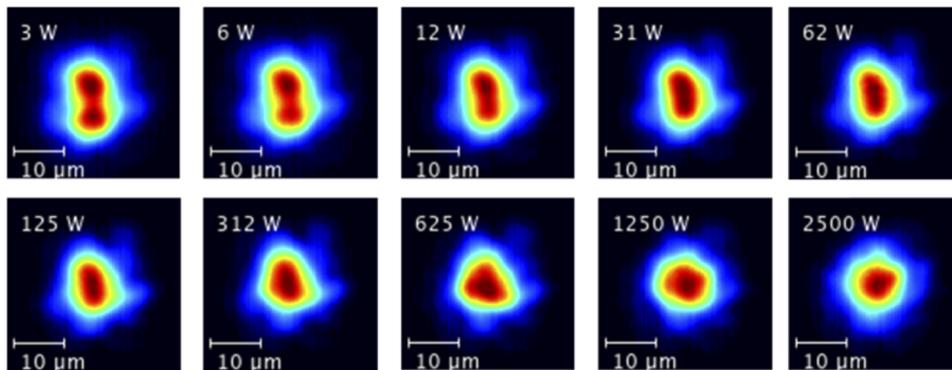


Figure 6 : Images en champ proche du faisceau à la sortie de la GIMF, enregistrées pour des puissances crêtes d'entrée croissantes.

La figure 6 montre les images en champ proche de l'intensité en sortie de GIMF. Pour une puissance faible, plusieurs modes d'ordre bas sont excités avec une dominance du mode LP<sub>11</sub>. Pour une puissance plus élevée, un autonettoyage progressif est observé au fur et à mesure que la puissance crête d'entrée augmente. Comme on peut le voir, la distribution d'intensité, en sortie de GIMF, pour une puissance crête d'environ 3 W est modulée. Cela résulte de la superposition cohérente des modes. Cette figure va ensuite s'auto-épurer en un faisceau « bell shape », avec un arrière-plan multimode négligeable, lorsque la puissance crête est supérieure à 100 W.

Dans le but de souligner l'évolution du profil du faisceau de sortie, je montre, sur la figure 7, la corrélation  $C_S$  en intensité entre le profil du faisceau de sortie et le profil du faisceau théorique avec lequel on veut se comparer. Cette corrélation est réalisée à partir de l'expression suivante :

$$C_S = \frac{\int I_{exp} I_{th} dS}{\sqrt{\int I_{exp}^2 dS \int I_{th}^2 dS}} \quad (II.1)$$

où  $I_{exp}$  et  $I_{th}$  représentent respectivement les profils d'intensité du faisceau de sortie et des modes calculés numériquement. L'intégration est effectuée sur la section transversale  $S$  de la fibre. La corrélation d'intensité  $C_S$  avec le mode fondamental augmente de façon monotone au fur et à mesure que la puissance crête d'entrée augmente, jusqu'à atteindre plus de 95% à des puissances

élevées proches de 2,5 kW. Dans le but de confirmer l'amélioration de la brillance, j'ai réalisé des mesures en champs lointain et proche du faisceau autonettoyé. Dans ces conditions, la divergence du faisceau n'est que 1,15 fois supérieure à celle obtenue pour un faisceau purement gaussien. Ces mesures sont montrées sur la figure 8.

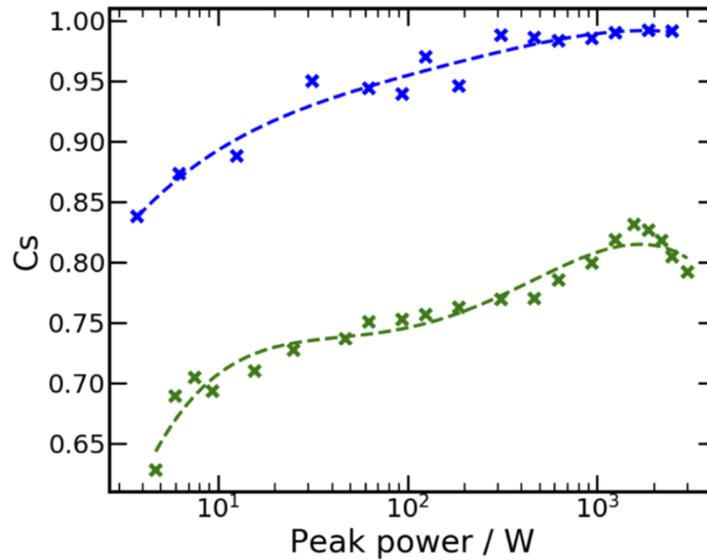


Figure 7 : Courbes de corrélation  $C_s$  de l'intensité de sortie avec le mode fondamental LP01 (courbe bleue) et le mode LP11 (courbe verte) en fonction de la puissance crête de sortie.

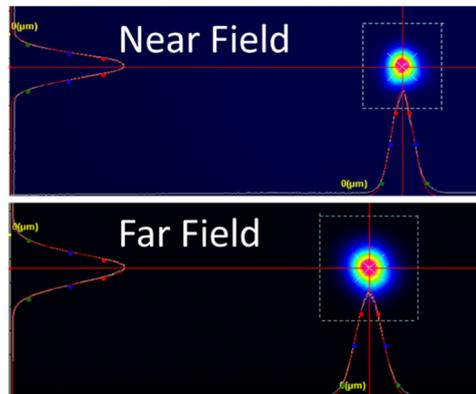


Figure 8 : Profils des champs proche (haut) et lointain (bas) du faisceau nettoyé ( $P=2.5$  kW ;  $L_{\text{fibre}} = 12$  m,  $\tau = 160$  ps, 1562 nm).

Les figures précédentes montrent que le processus d'autonettoyage des impulsions chirpées est beaucoup plus efficace que dans les expériences précédentes réalisées à 1064 nm, à deux égards. Premièrement, le seuil d'autonettoyage est réduit d'environ un ordre de grandeur (de 1 kW à 100 W) pour une longueur de fibre GIMF d'environ 12 m. Deuxièmement, une corrélation d'intensité presque complète avec le mode fondamental est obtenue à la sortie de la fibre, contrairement aux expériences en régime normal de dispersion avec un faisceau d'entrée plus large, où un nombre de modes beaucoup plus important est excité. On peut donc en conclure que l'autonettoyage spatial ne dépend pas du régime de dispersion et que l'on peut obtenir ce processus dans les deux régimes. De plus, et comme il est montré dans le papier de Fusaro *et al.* [Fusaro 2019], le nombre de modes excités joue un rôle important notamment sur l'efficacité finale de transfert de l'énergie sur le mode fondamental, même si ici on ne peut pas se prévaloir d'un effet de condensation photonique.

Dans un second temps nous avons vu la possibilité d'observer le nettoyage vers d'autres modes d'ordre bas. Dans nos expériences, en faisant varier l'inclinaison horizontale du faisceau laser gaussien injecté à l'entrée de la GIMF, nous avons pu observer l'auto-sélection progressive du mode LP11 à la sortie de la fibre (voir figure suivante). Le faisceau incident à la GIMF présentait un angle de  $2,5^\circ$  (valeur trouvée numériquement) afin de sortir de l'ouverture numérique du mode fondamental. Dans ce cas, la puissance couplée alimente principalement les modes impairs. L'auto-sélection a été observée au-dessus d'un seuil de puissance crête d'environ 500 W. Ce seuil était inférieur d'environ un ordre de grandeur à celui de l'auto sélection du mode LP11 obtenu dans le régime normal de dispersion [Deliancourt 2019].

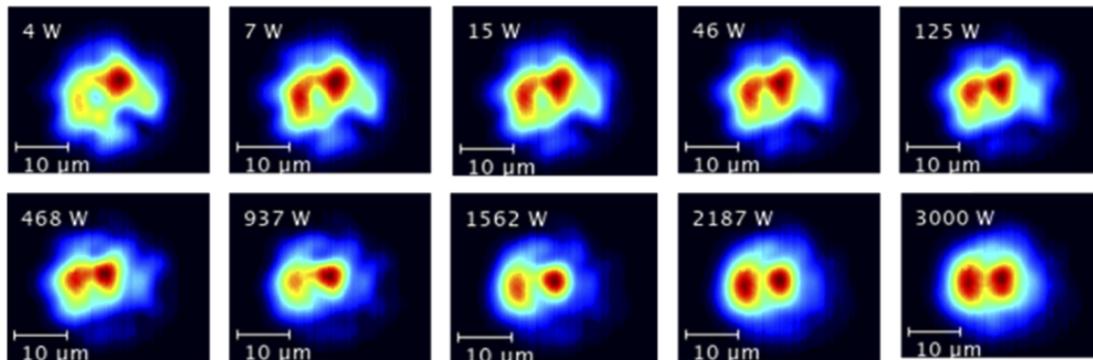


Figure 9 : Images du champ proche à la sortie de la GIMF enregistrées pour des puissances crêtes d'entrée croissantes, pour des réglages appropriés du couplage d'entrée, afin d'obtenir l'auto sélection du mode LP11 (Longueur de fibre : 12 m, impulsion : 160 ps).

De manière similaire au mode fondamental, j'ai calculé la corrélation en intensité avec le mode LP11, atteignant plus de 80 % pour des puissances élevées proches de 3 kW (courbe verte de la figure 7). L'excitation des modes impairs d'ordre bas introduit d'abord un transfert d'énergie vers le mode LP11.

Le nettoyage Kerr vers le mode LP11 peut être interprété comme un effet transitoire, qui est observé lors de l'utilisation d'une longueur de fibre plus courte que la longueur requise pour obtenir le nettoyage vers le mode LP01. Cependant, dans la pratique, l'apparition des effets non linéaires annexes comme la SPM et la SRS, interdit l'observation expérimentale de la convergence de l'énergie vers le mode fondamental. Des conditions initiales différentes devraient permettre de clairement démontrer l'existence de cet effet transitoire sur un mode d'ordre élevé. Cette particularité sera montrée dans la suite du document.

### II.1.c.ii Analyses spectrale et temporelle du phénomène

Outre la stabilité des profils spatiaux en sortie de fibre, le processus non linéaire est également stable dans le domaine fréquentiel. La figure 10 montre la densité spectrale de puissance (DSP) en fonction de la puissance crête transférée sur le mode LP01. Comme on peut le voir, le spectre des impulsions reste pratiquement inchangé, malgré plus de deux décades de variation de la puissance d'entrée. L'élargissement spectral induit par la SPM ne se produit que pour des puissances supérieures à 1 kW, c'est-à-dire bien au-dessus du seuil d'autonettoyage. Bien qu'il s'agisse d'un effet faible, dans notre cas, la présence d'un déphasage non linéaire entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur est toujours nécessaire, afin de supprimer le couplage de modes et de maintenir de manière stable le nettoyage du faisceau.

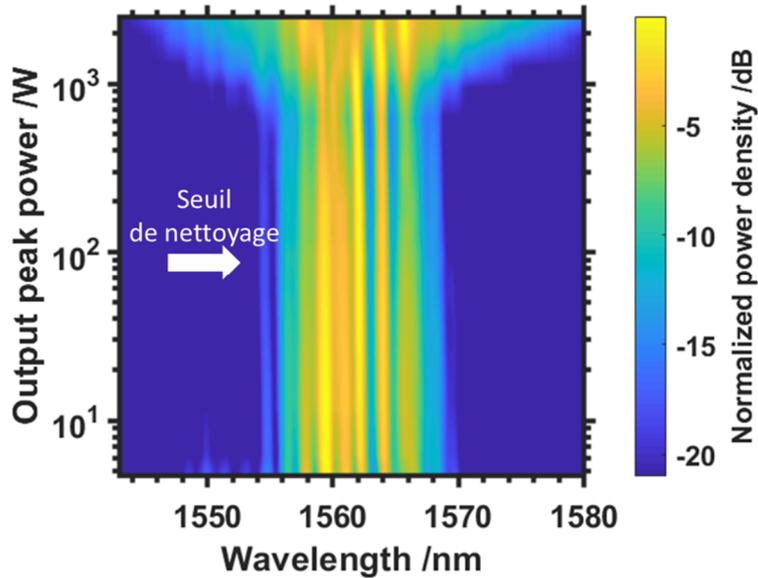


Figure 10 : Densité spectrale de puissance expérimentale normalisée à la sortie de la GIMF, en fonction de la puissance de crête. (Longueur de fibre : 12 m, impulsion : 160 ps).

La figure suivante illustre l'évolution temporelle des impulsions en sortie de GIMF (pour l'autonettoyage sur le mode LP01) à différentes puissances crête d'entrée, en utilisant une photodiode rapide et un oscilloscope (résolution temporelle de 12 ps). La zone active de la photodiode a été placée au centre de l'image en champ proche du faisceau de sortie. Le diamètre de la fenêtre active de la photodiode est de 4  $\mu\text{m}$  et doit être mis en regard du diamètre de 50  $\mu\text{m}$  du cœur de la fibre. Ainsi, la photodiode détecte principalement la lumière portée par le mode fondamental. La dispersion chromatique et la différence de vitesse intermodale ont une influence négligeable sur la durée de l'impulsion de sortie.

Comme on peut le constater, un remodelage temporel limité du profil de l'impulsion de sortie n'est observé que bien au-dessus du seuil de nettoyage Kerr. Le profil d'enveloppe subit des modulations temporelles, en raison de l'échange de puissance entre les modes transversaux. Ce remodelage de l'enveloppe est similaire à celui rapporté précédemment dans le régime normal de dispersion avec une pompe à 1064 nm. Dans notre cas, le faible nombre de modes excités, associé à une durée d'impulsion relativement longue à 1562 nm, réduit considérablement le remodelage spatiotemporel observé.

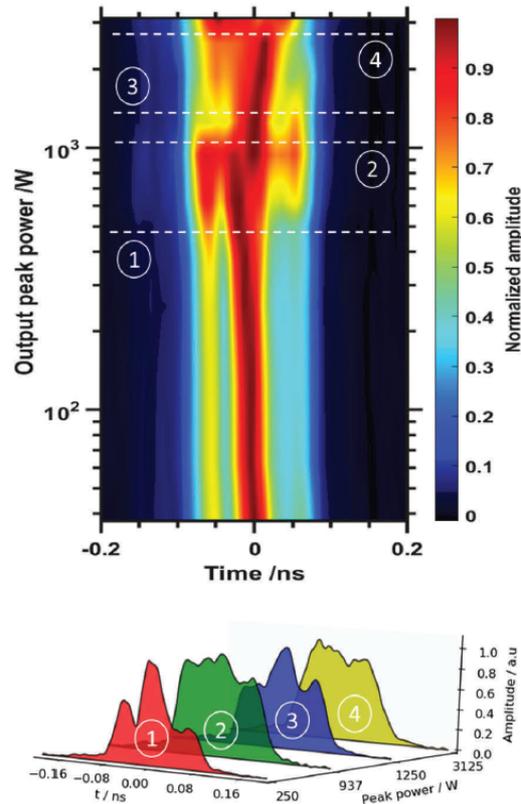


Figure 11 : En haut : profil temporel en fonction de la puissance crête. Les lignes horizontales en pointillés représentent les niveaux de puissance crête sélectionnés, dont les formes d'onde correspondantes sont représentées dans le panneau inférieur. (Longueur de fibre : 12 m, impulsion : 160 ps).

#### II.1.d. Simulations numériques

Les simulations suivantes ont été réalisées par Alessandro Tonello.

Nous avons ensuite simulé l'impact de la longueur d'onde et du diamètre d'entrée sur l'efficacité de l'autonettoyage. Pour cela, une méthode de propagation vectorielle a été utilisée, elle inclut la diffraction, la dispersion, le guide d'onde à gradient d'indice, la SPM et la XPM.

Le diamètre du cœur de la fibre est de 52  $\mu\text{m}$ , l'indice du cœur est de 1,47 et celui de la gaine de 1,457. La dispersion de la vitesse de groupe est supposée constante, et ses valeurs sont respectivement de  $16,55 \times 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$  à 1064 nm et  $-27,97 \times 10^{-27} \text{ s}^2/\text{m}$  à 1550 nm. Le coefficient non linéaire est  $n_2 = 2,62 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . L'effet Raman est négligé. De plus, le désordre des fibres est également implémenté avec une méthode d'intégration par pas approximatifs (voir les résultats de [Deliancourt 2019]), en enchaînant des segments de fibres orientés aléatoirement et d'ellipticité légèrement différente. La méthode du pas approximatif est appliquée tous les 5 mm : le cœur de la fibre est supposé être légèrement elliptique, avec les longueurs des deux axes uniformément distribuées au hasard avec des variations de l'ordre de 0,1  $\mu\text{m}$ . L'angle d'orientation de chaque segment de fibre est également une variable aléatoire. Par conséquent, des modulations d'intensité sont progressivement générées le long de la propagation, lorsqu'on part d'un faisceau purement gaussien en entrée. Dans tous les cas considérés, nous avons utilisé la même séquence d'orientations aléatoires, afin de pouvoir comparer les différentes conditions d'entrée.

La figure suivante résume la série de simulations numériques pour des puissances crête faibles et élevées, avec deux diamètres d'entrée différents (mesurés à FWHMI) de 25  $\mu\text{m}$  et 40  $\mu\text{m}$ ,

respectivement, et une durée d'impulsion d'entrée de 5 ps. Sur les panneaux de la figure, « I » correspond à l'intensité crête du faisceau d'entrée. Le plus petit diamètre de 25  $\mu\text{m}$  a une intensité crête augmentée par un facteur  $\left(\frac{40}{25}\right)^2 \times 2 = 2,56$ , de sorte que les deux cas soient comparables en termes de puissances crêtes.

Le résultat de la propagation linéaire dans 1,9 m de fibre est illustré dans les deux panneaux (a) et (c) pour une longueur d'onde de 1064 nm, et dans les panneaux (e) et (f) pour une longueur d'onde de 1550 nm (figure 12). Il est possible de voir que plus la longueur d'onde est grande et plus les modulations spatiales sur le faisceau de sortie sont grandes et lisses.

Nous avons ensuite regardé l'évolution du nettoyage en fonction de la puissance d'entrée où la mise en forme non linéaire du faisceau était clairement perceptible. Les panneaux (b) et (d) montrent les figures de sortie à 1064 nm : comme on peut le voir, le panneau (b) présente une meilleure qualité de faisceau que le panneau (d). Cela signifie que, pour la même puissance d'entrée, le faisceau ayant un diamètre initial plus petit conduit à un meilleur autonettoyage.

Une situation similaire est également observée à 1550 nm, si l'on compare le résultat du panneau (f) à celui du panneau (h) : une fois encore, pour une puissance d'entrée donnée, un meilleur faisceau de sortie (c'est-à-dire plus proche d'une forme « bell shape ») est obtenu lorsque le diamètre d'entrée est plus petit. En d'autres mots, plus le faisceau initial permet un couplage de la puissance sur le mode fondamental plus le nettoyage est efficace. Ce résultat est similaire à celui montré en régime de condensation par Fusaro *et al.* [Fuzaro 2019].

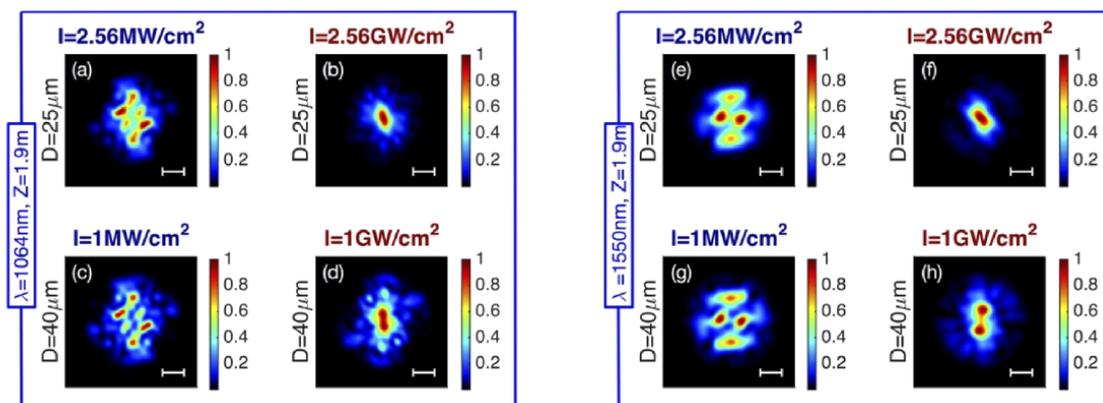


Figure 12 : Simulations numériques du remodelage du faisceau dans 1,9 m de GIMF. Les panneaux (a,b,c,d) correspondent à une longueur d'onde centrale de 1064 nm et les panneaux (e,f,g,h) correspondent à la longueur d'onde centrale de 1550 nm. Le segment blanc indique 10  $\mu\text{m}$ .

### II.1.e. Conclusion et discussion

En résumé, nous avons montré expérimentalement que le nettoyage du faisceau induit par effet Kerr dans les GIMF peut se produire avec une bonne efficacité en régime « *few mode* » à 1,55  $\mu\text{m}$ . En contrôlant les conditions de couplage d'entrée, un remodelage presque complet vers le mode fondamental LP01 a été observé. L'excitation sélective des modes antisymétriques d'ordre bas favorise plutôt une convergence initiale vers le mode LP11 de la GIMF. Le seuil de puissance pour l'autonettoyage du faisceau sur le mode fondamental est réduit d'environ un ordre de grandeur, jusqu'à environ 100 W, par rapport aux expériences précédentes à une longueur d'onde plus courte proche de 1  $\mu\text{m}$ . Cette amélioration significative de l'efficacité du nettoyage du faisceau est due aux conditions du faisceau d'entrée, qui ont permis d'exciter de manière cohérente un faible nombre de modes transverses.

Le régime anormal de dispersion n'est pas un paramètre clé ici, tant que l'impulsion est suffisamment longue et que la puissance crête initiale reste suffisamment faible, afin d'éviter des effets non linéaires supplémentaires (tels que les instabilités de modulation ou la génération de solitons).

Les faisceaux autonettoyés restent pratiquement inchangés dans le domaine fréquentiel, sur plus de deux décades de variation de la puissance de sortie, alors que l'enveloppe de l'impulsion subit un remodelage modéré dû à l'échange d'énergie entre les modes. Par conséquent, si cela s'avère nécessaire, l'impulsion pourrait, en principe, être décomprimée à sa durée initiale par un second élément dispersif après que l'autonettoyage a eu lieu.

Dans la démonstration de principe présentée de l'autonettoyage spatial efficace du faisceau, une GIMF avec une taille de mode fondamental proche de celle d'une SMF standard a été utilisée, de sorte que la SMF et la MMF aient une capacité de transport de puissance, monomode, comparable. Cela ne limite pas la montée en puissance des faisceaux auto nettoyés : les fibres GRIN existent avec de très grands diamètres jusqu'à 600  $\mu\text{m}$  (des diamètres de fibre plus grands peuvent être conçus, si nécessaire). Ainsi, le mode fondamental des GIMF peut atteindre un diamètre de plus de 120  $\mu\text{m}$ , ce qui ouvre de nouvelles potentialités pour le transport de forte puissance. En outre, la conception de nouvelles fibres optiques avec un profil d'indice super-gaussien peut relâcher les contraintes sur la dimension du mode fondamental, tout en conservant la bonne efficacité de l'effet d'autonettoyage Kerr [Guenard 2017].

Plusieurs applications, telles que l'imagerie de fluorescence par absorption multiphotonique [Moussa 2021], l'émission de faisceaux laser de haute puissance pour la découpe et le soudage des métaux, les lasers et amplificateurs à fibre multimode fonctionnant dans le proche infrarouge, et les transmissions multiplexées par répartition spatiale avec des fibres GRIN, pourraient bénéficier de cette nouvelle technologie.

## II.2. Cartographie 3D spatiotemporelle pour l'étude des dynamiques non linéaires dans les MMF

### II.2.a. Introduction

L'étude des dynamiques spatiotemporelles (ST) inhérentes à la propagation non linéaire dans les MMF représente un défi majeur. Récemment, de nouvelles méthodes ont été développées, notamment pour faciliter les simulations numériques [Wright 2017] [Conforti 2017]. Afin de caractériser et de comprendre pleinement la dynamique ST des faisceaux dans les MMF, il est également crucial de développer de nouvelles techniques expérimentales avancées. Cette question a, par exemple, été abordée par Gabolde *et al.* [Gabolde 2006] et Guang *et al.* [Guang 2017] qui ont introduit une technique permettant de mesurer l'intensité et la phase ST d'une seule impulsion, au moyen de plusieurs hologrammes simultanés, chacun a une couleur différente. Jing *et al.* [Jing 2020] ont développé une nouvelle technique de mesure multidimensionnelle en temps réel, basée sur la photographie ultrarapide comprimée (CUP) spatiotemporelle-spectrale (STS). Cette technique permet de mesurer l'évolution spatiale non répétable d'un coup à l'autre, des solitons dissipatifs 3D, ainsi que les variations ST des solitons 3D à chaque aller-retour dans une cavité. Bien que performante, la technique STS-CUP est relativement complexe et elle nécessite l'utilisation d'une caméra « streak », qui n'est pas un équipement standard de laboratoire. Une analyse STS résolue en mode avec une caméra « streak » a également été développée dans [Louradour 1991] afin de mesurer l'élargissement spectral induit par la modulation de phase croisée dans une fibre à quelques modes.

Je présente ici une nouvelle méthode de mesure ST, basée sur l'utilisation d'un oscilloscope numérique temps réel de 70 GHz de bande passante couplé avec un scanner 2D permettant le balayage du profil transverse d'un faisceau. Cette méthode est particulièrement adaptée aux impulsions lasers longues, qui peuvent être analysées par détection directe. Cette méthode permet de mesurer des phénomènes spatiotemporels répétables (impulsion par impulsion). Cela permet de fournir la première preuve expérimentale d'un échange ST non linéaire de puissance entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur d'une GIMF. Le couplage non linéaire de modes menant à l'autonettoyage Kerr du faisceau est caractérisé en temps réel. Cela permet de montrer comment un faisceau modulé spatialement se transforme en un faisceau « bell shape » à différents niveaux d'intensité instantanée dans l'impulsion, en accord avec une description théorique du processus de couplage non linéaire des modes [Krupa 2017].

### II.2.b. Montage expérimental

Dans les expériences (figure 13), j'ai utilisé un laser microchip à 1064 nm délivrant des impulsions de 1,5 ns (mesurées à  $1/e^2$  de leur maximum) avec une fréquence de répétition de 27 kHz. Le faisceau laser gaussien polarisé linéairement a été injecté dans une GIMF. Le diamètre du faisceau sur la face d'entrée de la fibre était de 40  $\mu\text{m}$  (mesuré à  $1/e^2$ ). J'ai utilisé une GIMF avec un rayon de cœur de 25  $\mu\text{m}$ , une différence d'indice de réfraction de 0,015 et une ouverture numérique de 0,2.

Cette technique de cartographie ST est illustrée schématiquement sur les deux figures 13 et 14. L'image agrandie de la sortie de la GIMF est balayée par une fibre monomode (SMF 980) qui est déplacée dans le plan transversal. Les profils temporels de la lumière transmise par la SMF sont détectés par une photodiode de 45 GHz de bande passante, et stockés, pour chaque position de la SMF, dans la mémoire d'un oscilloscope en temps réel de 70 GHz puis envoyé à l'ordinateur de contrôle (figure 14).

Grâce à ce balayage, une matrice 3D est obtenue dans laquelle est stocké le profil temporel pour chaque position transverse de la SMF (correspondant à un pixel de l'image du faisceau de sortie). Cette matrice permet (grâce à un post-traitement numérique) de reconstruire, en chaque point temporel, le profil spatial du faisceau de sortie. Ceci permet d'avoir la répartition transverse de l'énergie de l'impulsion avec une résolution temporelle de 8 ps, ce qui est beaucoup plus court que la durée de l'impulsion laser. Le temps d'acquisition est de quelques minutes (2 min pour un nombre de pixels proche de 3000).

J'ai utilisé une platine motorisée 3 axes pour le balayage automatique. De plus, pour éviter les fluctuations d'une impulsion à l'autre (liées par exemple à la gigue temporelle du laser Q-switch), une petite fraction du faisceau laser a été utilisée pour déclencher et autoréférencer l'oscilloscope pour chaque impulsion laser (via une seconde photodiode en silicium).

L'objectif est de regarder l'évolution ST du faisceau en fonction de la puissance injectée dans la GIMF. J'ai donc rajouté la possibilité de changer la puissance automatiquement entre deux balayages. Cela permet d'accélérer la mesure et d'éviter les perturbations inhérentes à l'humain. La puissance d'entrée varie via une lame demi-onde motorisée et un cube de polarisation. Un atténuateur variable compense la montée en puissance avant la photodiode 45 GHz afin d'éviter la saturation de l'oscilloscope. Cet atténuateur est composé d'une translation motorisée permettant de changer le ratio de couplage entre la SMF de collection et la SMF reliée à la photodiode.

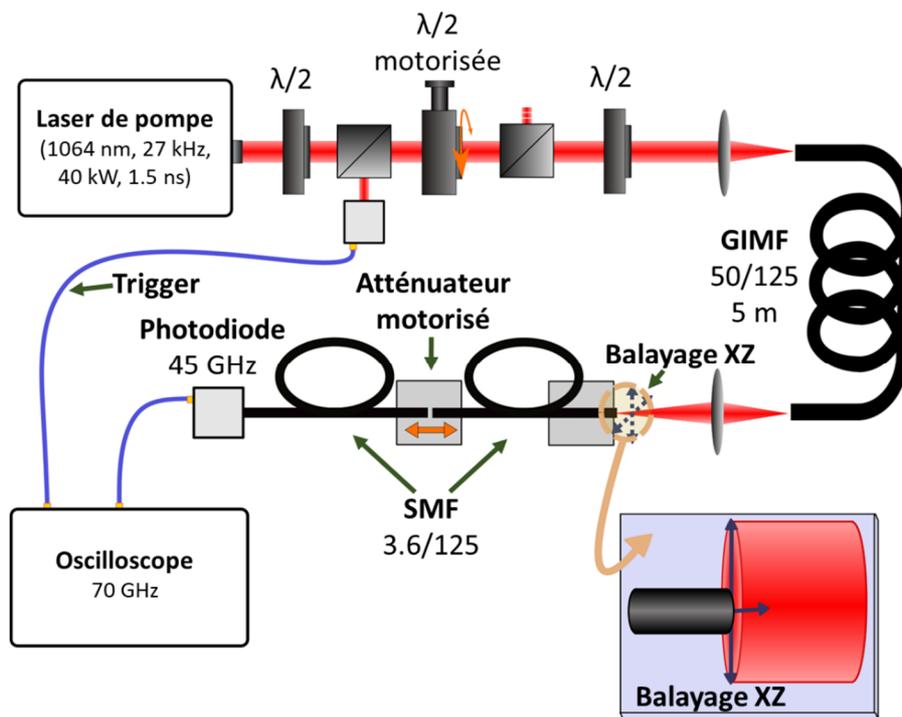


Figure 13 : Configuration expérimentale pour la cartographie spatiotemporelle du faisceau.

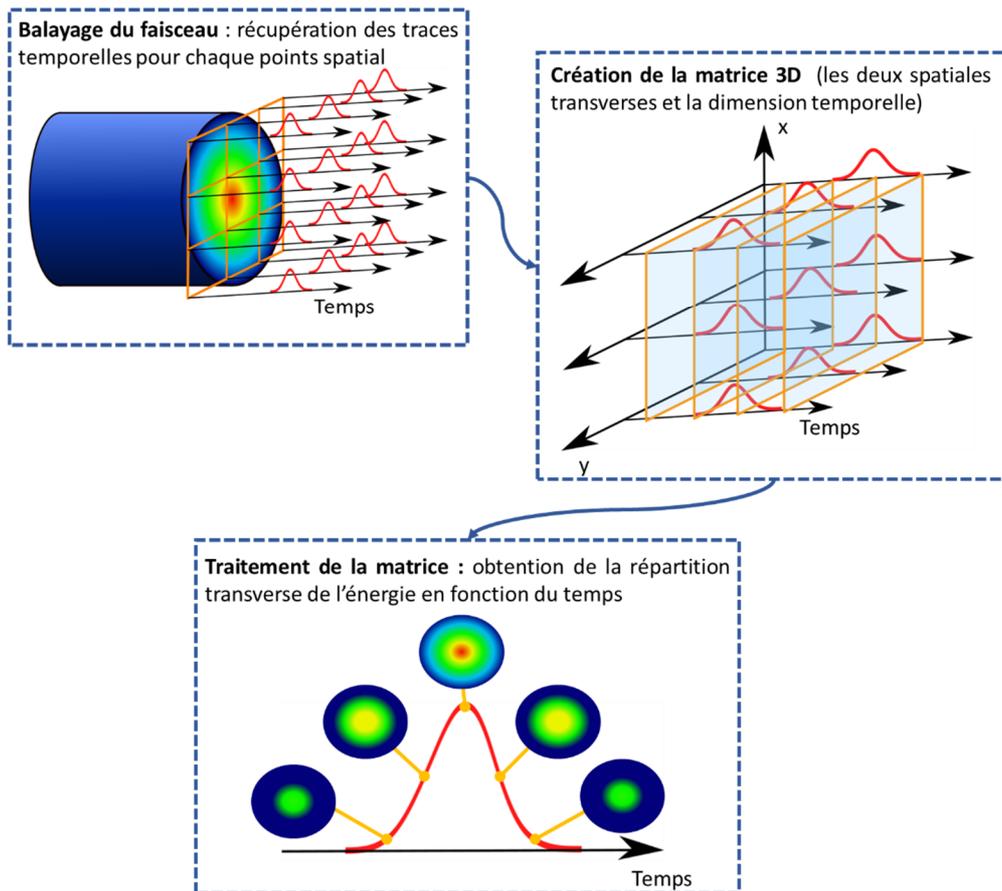


Figure 14 : Principe de la mesure ST

### II.2.c. Validation sur un faisceau gaussien

Afin de valider la nouvelle technique de caractérisation, j'ai d'abord effectué la mesure du faisceau en sortie du laser, avant son injection dans la fibre. Ce faisceau a des caractéristiques ST connues et facilement mesurables. Il est spatialement gaussien sur toute la durée des impulsions et temporellement dissymétrique en tout point spatial (avec un front montant plus abrupt que le front descendant dû au processus de Q-switch).

La figure suivante montre les résultats obtenus par mon banc de mesure ST. Sur la figure de gauche, il est possible de voir le profil spatial de l'impulsion à différents instants. Le faisceau a une allure qui reste constante tout le long de l'impulsion. Cela est conforme aux prédictions faites précédemment. La figure de droite montre une reconstruction ST 3D de l'impulsion. L'uniformité ST de l'impulsion permet d'observer expérimentalement une « balle de lumière ». Pour ne pas alourdir le dessin, un seuil énergétique représenté par la couleur bleue est utilisé, ce qui change légèrement le profil 3D temporel.

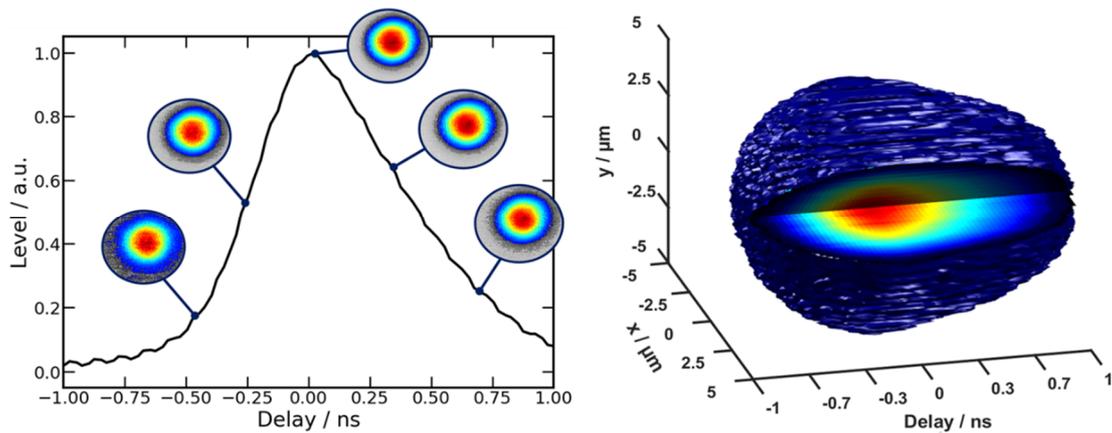


Figure 15 : Cartographie ST pour un faisceau gaussien en sortie du laser « microchip ». Gauche : représentation 2D, droite représentation 3D.

Pour valider le concept, les cartographies obtenues par balayage ST ont aussi été comparées avec les résultats obtenus via d'autres moyens expérimentaux. La figure suivante montre l'image du faisceau mesuré par une caméra CCD, qui correspond à une intégration dans le temps des profils spatiaux. Il est possible de voir que cette image est quasi-identique à celle reconstruite grâce à notre matrice 3D et confirme la fidélité de la reconstruction spatiale du faisceau.

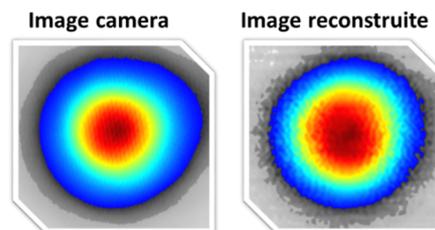


Figure 16 : Comparaison entre l'image en champ proche d'un faisceau gaussien pris à la caméra CCD et l'image résultant de l'intégration dans le temps des images issues de la mesure ST

J'ai aussi comparé le profil temporel des impulsions, moyenné spatialement, enregistré via l'oscilloscope rapide (courbe rouge) avec le profil temporel reconstruit à partir de notre mesure 3D (avec une intégration numérique sur tous les pixels). Cela montre le bon fonctionnement de la reconstruction dans le domaine temporel.

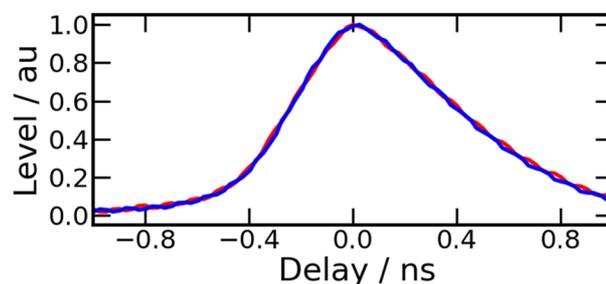


Figure 17 : Comparaison entre la mesure temporelle du faisceau par mesure directe et la mesure temporelle issue de l'intégration spatiale de la mesure ST

#### II.2.d. Étude temporelle des impulsions autonettoyées

Krupa *et al.* [Krupa 2018] avait montré un remodelage de l'impulsion dans le processus d'autonettoyage si on faisait une sélection spatiale du faisceau (voir chapitre 1). Afin d'avoir une seconde validation du banc ST et de généraliser cette étude, j'ai essayé de reproduire ces résultats.

J'ai mesuré l'évolution ST, en fonction de la puissance d'entrée, à la sortie d'une GIMF de 2,5 m de long.

Les résultats sont présentés sur le panneau (a) de la figure suivante. On visualise l'évolution temporelle en sortie de GIMF en fonction de la puissance d'entrée. L'impulsion est mesurée sur une zone spatiale correspondant au mode fondamental. Comme on peut le voir, nous pouvons répéter, avec notre technique ST, l'observation du comportement périodique du remodelage temporel de [Krupa 2018]. Ce phénomène est associé au processus de couplage non linéaire cohérent entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur (conduisant à la rupture d'impulsion, comme soulignés par les cercles pointillés). Il faut noter que cette évolution quasi périodique de rupture de l'impulsion n'est plus visible lorsque, pour chaque échantillon de temps, nous faisons la moyenne sur l'ensemble du domaine transversal (voir panneau (b) de la figure). Dans les deux cas (panneaux (a) et (b) de la figure 18), nous pouvons voir la déplétion locale de la pompe causée par la SRS, pour des puissances de pompe supérieures à 24 kW.

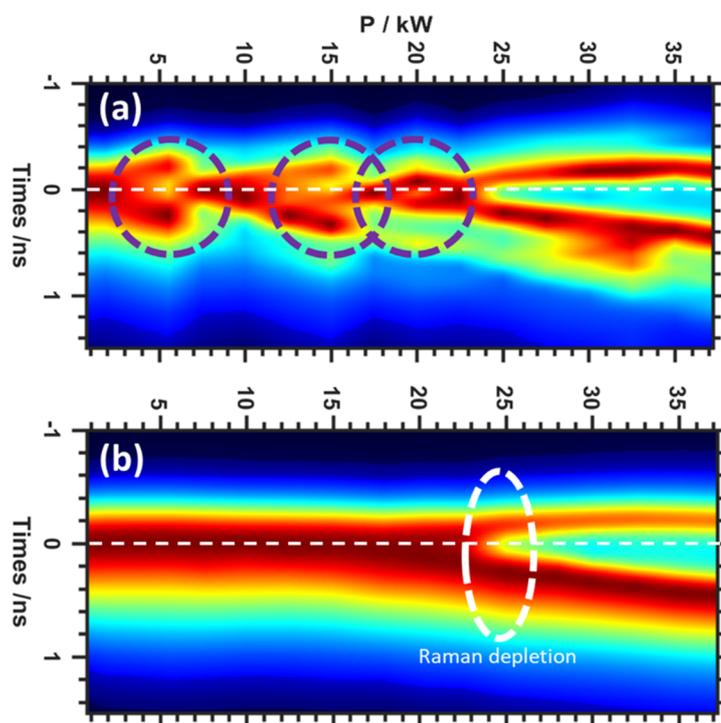


Figure 18 : Évolution du profil temporel de l'impulsion à 1064 nm, en fonction de la puissance crête d'entrée, telle qu'obtenue : (a) à partir de l'intégration sur la zone occupée par le mode fondamental de la fibre, ou (b) à partir de l'intégration sur tous les pixels constituant l'image de sortie. (Longueur de fibre : 2,5 m)

Notre technique de mesure ST permet d'obtenir la trace temporelle de l'impulsion à chaque point transverse du faisceau. Il est ainsi possible de regarder numériquement l'effet de diverses sélections spatiales sur la forme temporelle du faisceau à une puissance donnée. La figure suivante montre l'effet de ces filtres spatiaux sur la forme de l'impulsion. Les images correspondent à la partie du faisceau sur laquelle le temps est collecté. Les courbes sont les traces temporelles correspondantes. La mesure a été faite en régime d'autonettoyage Kerr. La courbe (a) montre le profil du faisceau lorsqu'on intègre l'énergie sur tout le profil transverse du faisceau. Il n'y a pas de déformation temporelle par rapport à la sortie du laser. La durée FWHM est de 0,6 ns. La courbe (b) présente la trace temporelle pour une intégration spatiale bornée au centre du faisceau. Cette zone correspond à la zone occupée par le mode fondamental. Seul le haut de l'impulsion a suffisamment de puissance pour se nettoyer vers le mode fondamental. Il y a donc une compression temporelle de l'impulsion. La durée FWHM est de 0,3 ns. La courbe (c) présente la

trace temporelle pour une intégration bornée à une couronne entourant le centre du faisceau. Cela permet de ne pas prendre en compte l'énergie transférée au mode fondamental. Le haut de l'impulsion qui a transféré son énergie sur le mode fondamental est donc écrêté. Cela permet d'élargir l'impulsion sans avoir recours à la dispersion. La durée FWHM est de 0,74 ns.

Il est à noter que cette étude sur le remodelage temporel par sélection spatiale est réalisée à partir des mesures expérimentales issues de la cartographie ST.

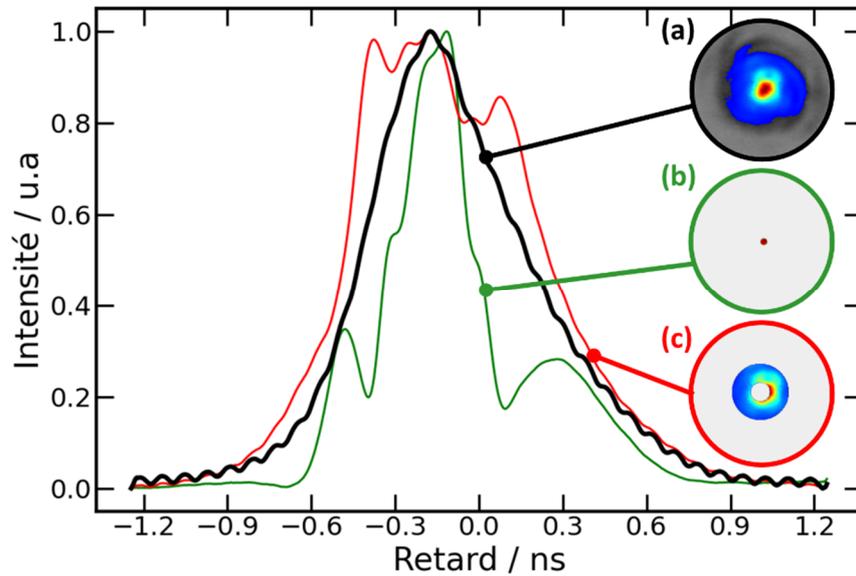


Figure 19 : Évolution du profil temporel de l'impulsion à 1064 nm en régime d'autonettoyage Kerr pour différents filtrages spatiaux numériques. (Longueur de fibre : 2,5 m)

### II.2.e. Étude ST complète du faisceau autonettoyé

Nous considérons maintenant l'application de notre technique ST 3D pour caractériser l'autonettoyage Kerr du faisceau en sortie d'une GIMF. J'ai utilisé une GIMF 50/125 de 5 m de long, c'est-à-dire deux fois plus longue que celle que j'ai utilisée pour mesurer l'évolution de la figure 18. Le nettoyage du faisceau résultant de la montée en puissance dans la GIMF est montré sur la figure suivante. L'image (a) montre le régime linéaire dans lequel il n'y a pas de nettoyage vers le mode fondamental. L'images (b) présente le régime où seul le nettoyage Kerr agit. (c)-(d) montrent l'image en champ proche du faisceau lorsque la SRS se rajoute.

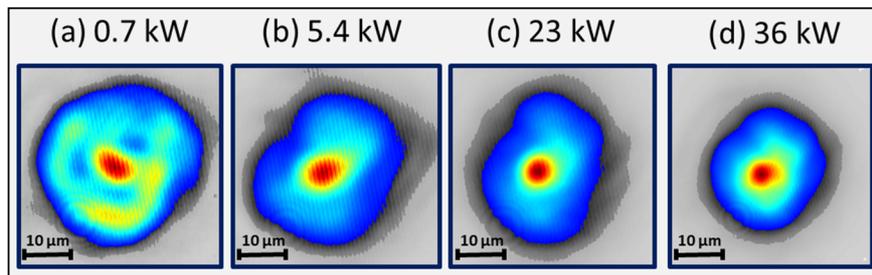


Figure 20 : Images en champ proche du faisceau en sortie de GIMF pour plusieurs puissances ; (a) en régime linéaire à 0,7 kW, (b) en régime d'autonettoyage Kerr à 5,4 kW, (c) et (d) en régime non linéaire incluant la génération SRS (23 kW et à 36 kW).

Une fois le nettoyage caractérisé avec une caméra CCD, j'ai appliqué notre méthode ST pour effectuer une série de mesures 3D, pour des puissances d'entrée différentes.

La figure suivante montre la cartographie ST du faisceau à 1064 nm en sortie de GIMF en régime linéaire de propagation. La puissance d'entrée est de 0,75 kW. Sur l'image (a) il est possible de voir que le profil spatial reste constant sur toute la durée de l'impulsion. Dans ce régime de puissance, aucun échange d'énergie entre les modes n'a lieu. Ainsi, la répartition spatiale de l'énergie reste constante, quelle que soit la puissance instantanée de l'impulsion. La figure (b) représente la même évolution, mais avec une représentation 3D.

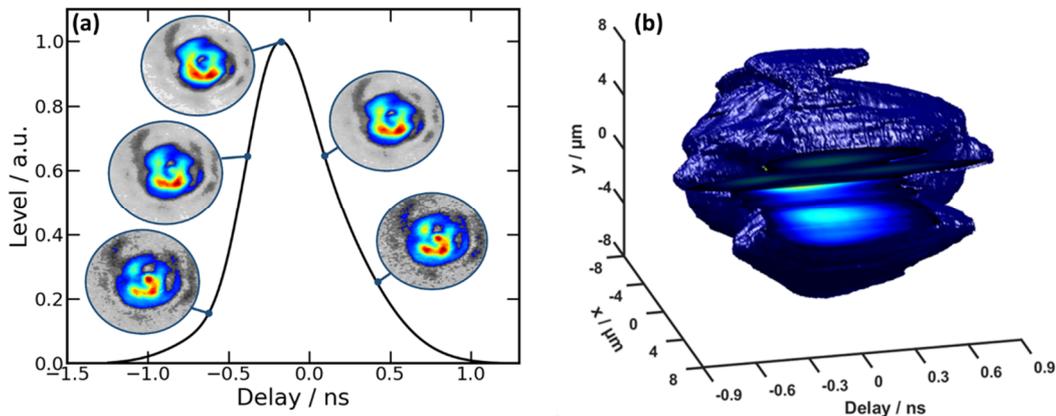


Figure 21 : Cartographie ST du faisceau en régime linéaire à 0,75 kW ; gauche représentation 2D+1, droite représentation 3D (Longueur de fibre : 5 m)

J'ai ensuite légèrement augmenté la puissance pour observer le début du phénomène de nettoyage Kerr. La puissance d'entrée est de 1,4 kW. Sur la figure 22, nous pouvons observer que la répartition transverse de l'intensité évolue au cours de l'impulsion. Sur (a), au pic de l'impulsion, la forme spatiale est similaire au mode LP11 de la fibre. Cela correspond à un état multimode transitoire, vers un état autonettoyé (LP01), qui pourrait être observé pour des longueurs de fibre ou des puissances plus importantes. En revanche, les bords de l'impulsion conservent leur structure multimode linéaire en raison de la faible puissance instantanée.

Il est à noter que l'on distingue une petite variation de l'aspect linéaire de la répartition spatiale de l'énergie par rapport à la mesure précédente. Cela est dû à la stabilité du système expérimental sur la durée de l'expérience, et aux artefacts d'origine anthropique.

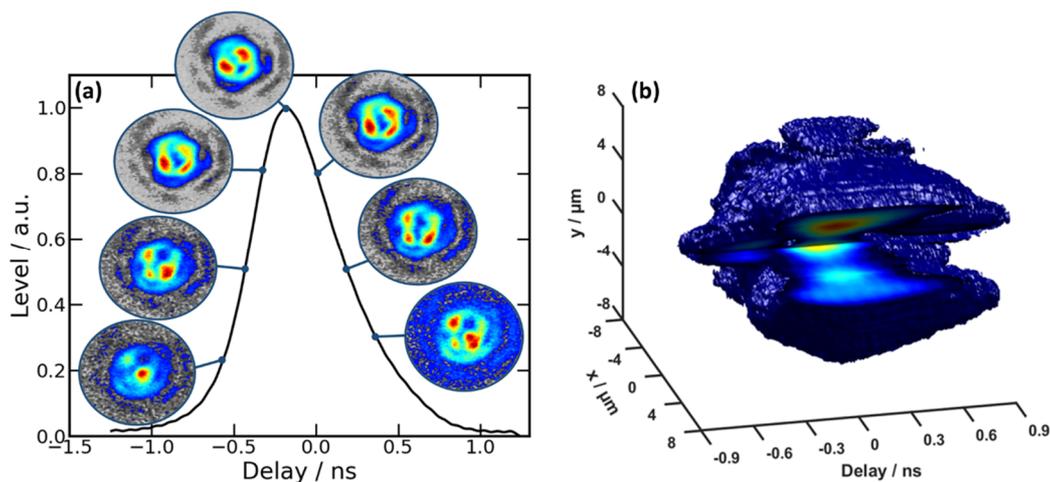


Figure 22 : Cartographie ST du faisceau au début du processus de nettoyage Kerr à 1,4 kW (Longueur de fibre : 5 m)

Pour la mesure ST suivante, je me suis placé juste avant le seuil de puissance Raman à 7,4 kW. Dans ce régime, le nettoyage Kerr est le seul effet non linéaire présent et est extrêmement efficace. Sur la figure suivante, on observe un échange de puissance non linéaire périodique entre le

fondamental et les modes d'ordre supérieur, avec l'évolution temporelle (et donc la variation de puissance instantanée) de l'impulsion. Cela correspond à la première étape du processus non linéaire, qui conduit à l'autonettoyage Kerr du faisceau (c'est-à-dire l'étape de couplage non linéaire réversible). La présence d'un mode fondamental dominant est clairement visible à différents moments de l'impulsion, correspondant à différents niveaux de puissance instantanée.

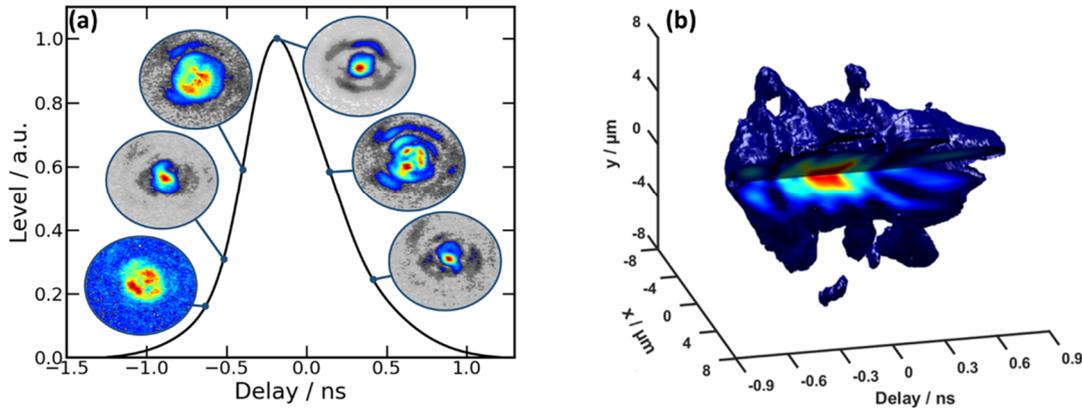


Figure 23 : Cartographie ST du faisceau en régime de nettoyage Kerr à 7,4 kW (Longueur de fibre : 5 m)

J'ai ensuite regardé l'évolution spatiale des impulsions à 1064 nm en régime de déplétion Raman. La figure suivante montre les mesures ST effectuées pour une puissance de crête de 19 kW. Comme on peut le voir, la partie centrale de l'impulsion est maintenant fortement déplétée par la SRS. Par conséquent, la partie restante de l'enveloppe temporelle de l'impulsion à 1064 nm est composée de deux impulsions consécutives séparées par plus de 400 ps.

Nous pouvons observer l'évolution périodique de la structure spatiale du faisceau sur le doublet d'impulsions, avec une contribution dominante du mode fondamental. Le niveau de puissance crête est bien supérieur au seuil où le mode fondamental est découplé des modes d'ordre supérieur via le déphasage induit par le SPM, ce qui entraîne la non-réciprocité des échanges non linéaires.

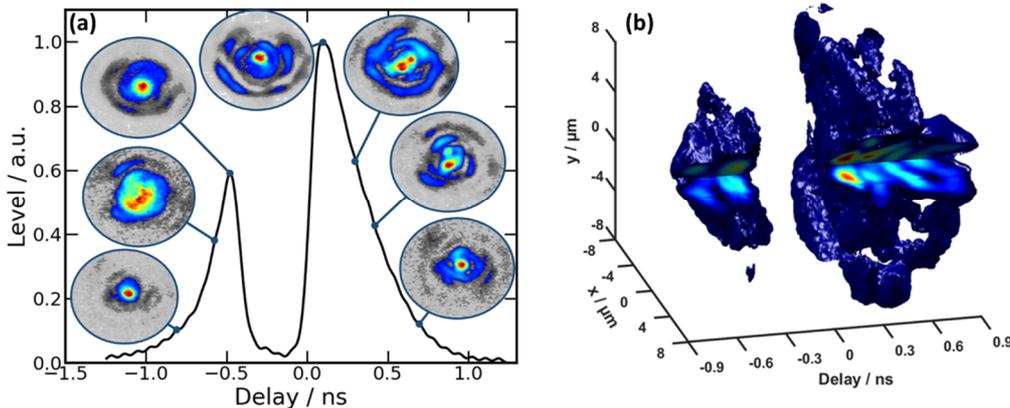


Figure 24 : Cartographie ST à 1064 nm du faisceau en régime de nettoyage Kerr en présence de SRS à 19 kW (Longueur de fibre : 5 m)

La dernière courbe représentée sur la figure suivante, obtenue pour 38 kW de puissance crête d'entrée, montre l'impulsion de pompe déplétée et la partie centrale de l'impulsion convertie aux premières longueurs d'onde Raman Stokes (1118 nm - couleur violette - figure 25 (a)). Cela illustre le nettoyage supplémentaire du faisceau induit par nettoyage Raman. Sur (b) nous pouvons voir un fort remodelage spatiotemporel. Il en résulte la formation d'une impulsion isolée,

raccourcie, d'une durée inférieure à 250 ps, dans le créneau temporel qui était initialement rempli par la partie centrale de l'impulsion d'entrée (voir Fig5(e)). Nous pouvons observer ici une compétition claire entre les processus de nettoyage des faisceaux Kerr et Raman.

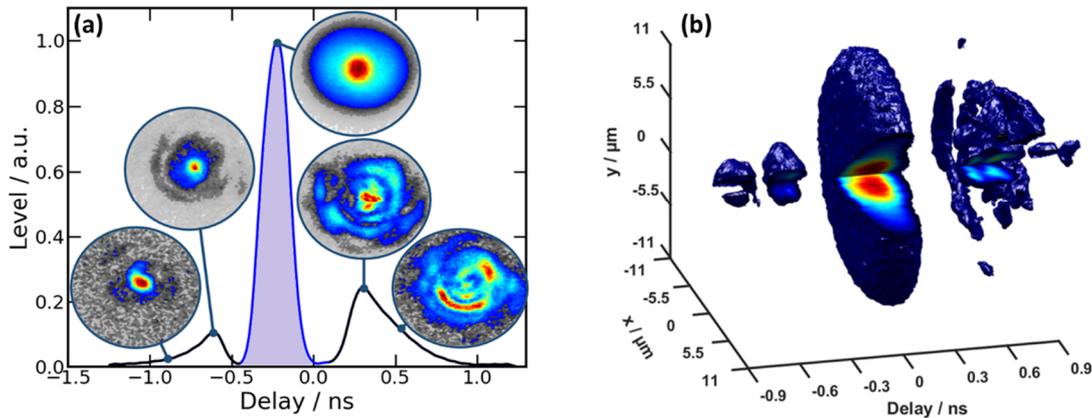


Figure 25 : Cartographie ST à 1064 nm du faisceau en régime de nettoyage Kerr et en présence de SRS à 38 kW, la partie en violet de la courbe correspond à l'énergie sur les longueurs d'onde de la première Stokes Raman autour de 1118 nm. (Longueur de fibre : 5 m)

Les mesures spatiotemporelles que je montre ici révèlent très bien la dynamique de l'autonettoyage Kerr et confirment le comportement temporel oscillant de l'énergie. En d'autres mots, le faisceau en sortie de fibre a une brillance globale améliorée, mais reste constitué de plusieurs modes transverses qui s'échangent de l'énergie en fonction du niveau crête instantané.

Si je compare cette évolution avec l'approche théorique thermodynamique amenée par Ashieri, Padivilov, et Fusaro ([Ashieri 2011], [Padivilov 2019], [Fusaro 2019]), il est possible d'interpréter cet échange énergétique par une progressive thermalisation tendant vers un état d'équilibre qui, ici, n'est jamais réellement atteint à cause de l'apparition de l'effet Raman. Cet effet de diffusion casse cette dynamique d'échange périodique par un changement de fréquence et une déplétion forte de l'onde initiale. Un second remodelage énergétique, qui favorise le mode fondamental, fait alors apparaître un autre nettoyage spatiotemporel. Il est à noter que cet effet n'est jamais pris en compte dans l'approche thermodynamique, du fait de l'aspect dissipatif du mécanisme.

## II.2.f. Mesure ST du nettoyage Kerr vers le LP11 de la GIMF

Dans un second temps j'ai souhaité tester mon système de mesure sur une répartition spatiotemporelle donnant un état final sur un mode d'ordre élevé. L'état final mentionné ici représente la répartition de la lumière obtenue après une propagation dans une fibre de longueur finie avec un état initial donné sans relation aucune avec une thermalisation ou une condensation.

Ce remodelage spatial vers un mode d'ordre élevé de type LP11 ne correspond, en aucun cas, à un état d'équilibre et de condensation de la lumière qui ne peut être obtenue, d'après la théorie, que sur le mode fondamental du système étudié.

J'ai réalisé la cartographie ST à la longueur d'onde de pompe du processus de nettoyage Kerr vers le mode LP11 de la GIMF. Les figures suivantes sont constituées de deux parties. À gauche, le résultat de la mesure ST à 1064 nm. À droite, l'image en champ proche du faisceau de sortie de GIMF prise à la caméra (haut) et résultant de l'intégration dans le temps des images ST (bas).

La figure 26 montre le balayage ST en régime linéaire pour une puissance de 1 kW ( $L_{\text{fibre}} = 5 \text{ m}$ ). Comme précédemment, il est possible de voir une répartition de l'énergie « few modes » qui reste

constante tout le long de l'impulsion à cause de la puissance qui n'est jamais suffisante pour déclencher le processus de nettoyage.

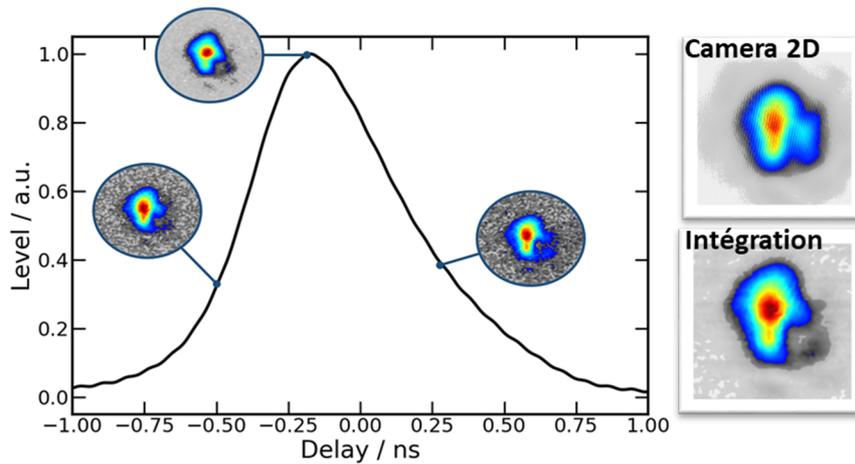


Figure 26 : Cartographie ST du faisceau à 1064 nm (donnant un LP11) en régime linéaire à 1 kW ; et images en champs proches du faisceau pris à la caméra (haut) et issue de l'intégration dans le temps des images ST (bas) ( $L_{\text{fibre}} = 5$  m).

Lorsque la puissance augmente, le processus de nettoyage survient et l'énergie est transférée au LP11 de la fibre. La figure suivante montre la mesure ST pour une puissance de 5 kW. Il est possible de voir que l'énergie va être transférée sur un mode LP11, quasiment pur, lorsque la puissance augmente. Cependant, ce mode ne semble pas être l'état final du nettoyage. En effet, l'un des lobes du LP11 est atténué lorsque la puissance instantanée est maximale (centre de l'impulsion).

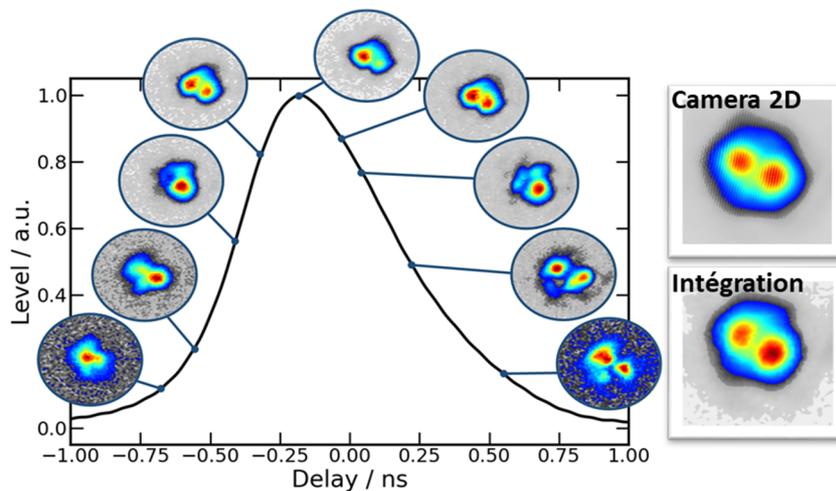


Figure 27 : Cartographie ST à 1064 nm du faisceau (donnant un LP11) en régime de nettoyage Kerr à 5 kW; et images en champ proche du faisceau pris à la caméra (haut) et issue de l'intégration dans le temps des images ST (bas) ( $L_{\text{fibre}} = 5$  m).

Cette atténuation du lobe du LP11 semble être caractéristique de la présence du mode LP01 qui interfère avec le mode d'ordre élevé diminuant ainsi l'un des deux lobes. Pour s'en convaincre, je montre sur la figure 28 la somme cohérente entre les modes LP11 et LP01 avec 2 fois plus d'énergie sur le LP11. Il est ainsi possible de retrouver la répartition de l'énergie obtenue expérimentalement au centre de l'impulsion. Cela laisse penser que le nettoyage vers les modes d'ordre supérieur n'est qu'un état transitoire avant d'alimenter le mode fondamental.

Il est à noter que l'observation de cette similitude entre images expérimentales et images numériques reste très qualitative. En effet, il est très difficile de retrouver expérimentalement la

composition modale instantanée exacte d'un faisceau en régime non linéaire dans les GIMF. Toutefois des méthodes de décomposition modale que je n'ai pas mises en œuvre existent. On peut citer : [Nguyen 2012] [Forbes 2016] [Flamm 2012]



Figure 28 : Somme numérique d'un LP01 et d'un LP11 ; l'énergie sur le LP11 est le double de l'énergie sur le LP01

Comme montré sur la figure 29, quand la puissance augmente l'effet Raman vient capter l'énergie au centre de l'impulsion. Ainsi la puissance résiduelle instantanée n'est plus suffisante pour obtenir la condensation de l'énergie vers le mode fondamental à cet instant (centre de l'impulsion). L'intégration dans le temps de l'énergie restante permet alors de définir majoritairement un mode de type LP11.

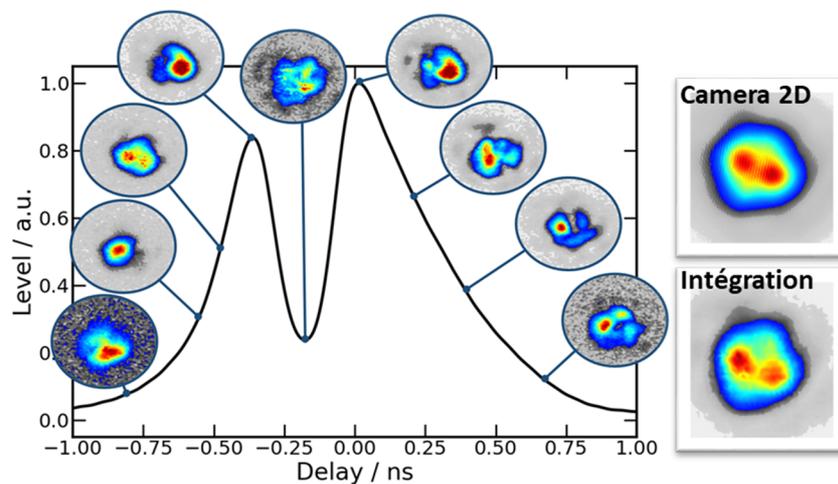


Figure 29 : Cartographie ST à 1064 nm du faisceau (donnant un LP11) en régime de nettoyage Kerr en présence de SRS à 10 kW ; image en champ proche du faisceau pris à la caméra (haut) et issue de l'intégration dans le temps des images ST (bas) ( $L_{\text{fibre}} = 5 \text{ m}$ ).

### II.2.g. Mesure ST du nettoyage Kerr pour un contenu modal initialement quasi-monomode

D'après Fusaro *et al.* l'une des différences majeures entre la condensation et l'autonettoyage Kerr réside dans le nombre de modes concernés par les échanges énergétiques du système étudié (Fusaro *et al.*). Toutefois, du fait du caractère oscillant des échanges et du processus possible de thermalisation, qui a pour effet de réaliser une redistribution complète de l'énergie sur la totalité des modes en veillant à un équilibre final, il n'est pas interdit de s'interroger sur les conditions initiales à partir desquelles le système tend vers un état d'équilibre. En d'autres mots, si la redistribution de l'énergie est sensible au désordre rencontré lors de la propagation et en considérant que les effets non linéaires n'apparaissent réellement qu'après une propagation non nulle, on peut s'interroger sur l'état des conditions initiales qui peuvent être bien différentes de celles déjà utilisées pour décrire un effet de convergence vers un état d'équilibre final montrant une forte repopulation du mode fondamental. L'important n'est pas le nombre de modes excités au départ, mais le nombre de modes rentrant dans le processus de convergence énergétique. On peut donc s'interroger sur l'évolution d'un état initial comportant peu de modes excités avec une répartition de l'énergie principalement sur le mode fondamental. En d'autres mots, va-t-on repeupler tous les modes de la fibre avant d'obtenir un effet de nettoyage spatial efficace ?

J'ai donc souhaité étudier l'aspect ST du nettoyage Kerr lorsque l'injection se faisait sélectivement vers un faible nombre de modes et avec une contribution forte sur le mode fondamental. Les figures suivantes sont constituées de deux parties. À gauche il y a les résultats de la mesure ST. À droite, il y a l'image en champ proche du faisceau résultant de l'intégration dans le temps des images ST.

Sur la figure 30, nous pouvons voir le résultat de la mesure ST en régime linéaire, à 0,5 kW de puissance crête. L'énergie est majoritairement sur le mode LP01 de la fibre. Toutefois de l'énergie résiduelle est répartie sur des modes d'ordres élevés synthétisant ainsi un fond de basse amplitude.

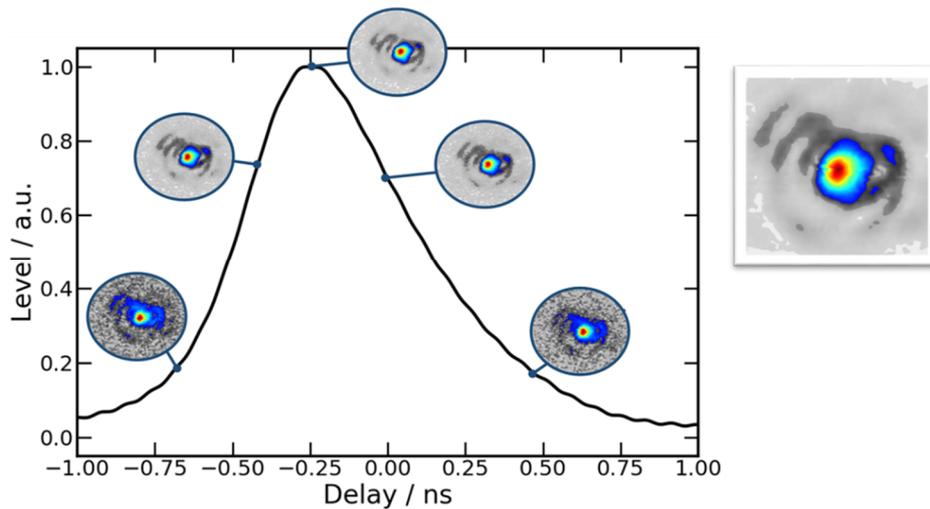


Figure 30 : Cartographie ST à 1064 nm du faisceau (initialement gaussien) en régime linéaire à 0,5 kW et image en champ proche du faisceau obtenue par l'intégration dans le temps des images ST. ( $L_{\text{fibre}} = 5 \text{ m}$ ).

Lorsque la puissance augmente (figure 31), l'énergie du faisceau ne reste pas sur le mode fondamental. Il y a une oscillation entre les modes d'ordre supérieur et le mode LP01 de la GIMF. Cette oscillation concerne, dans mon cas, peu de modes d'ordres très élevés du fait des faibles contraintes linéaires et donc du faible désordre rencontré par la lumière lors de la propagation. Néanmoins un repeuplement des modes les plus proches (du mode fondamental) est clairement observé.

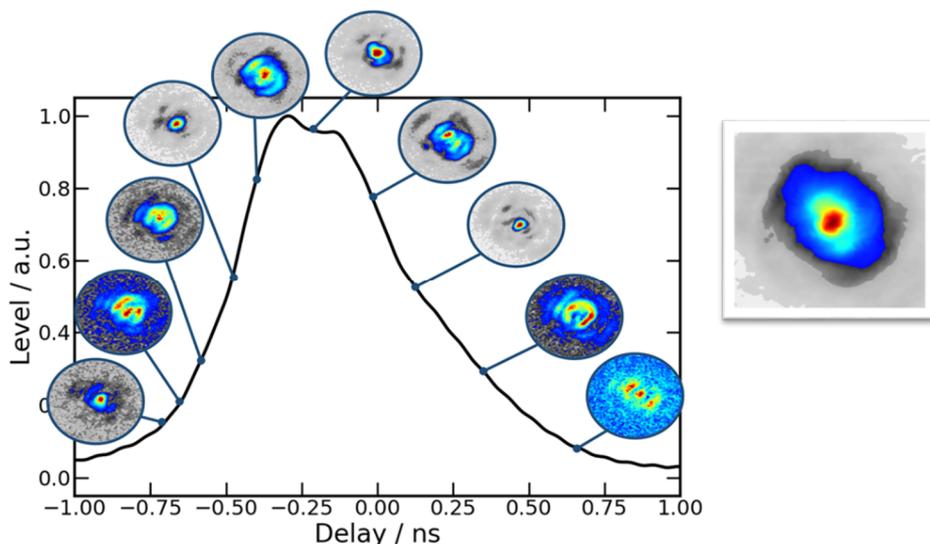


Figure 31 : Cartographie ST à 1064 nm du faisceau (initialement gaussien) en régime linéaire à 7 kW et image en champ proche du faisceau issue de l'intégration dans le temps des images ST ( $L_{\text{fibre}} = 5 \text{ m}$ ).

Finalement, à plus forte puissance (figure 32) la diffusion Raman stimulée vient dépler l'impulsion. Cet effet non linéaire, qui parasite notre étude nous empêche clairement d'étudier une éventuelle dissémination plus large de l'énergie sur les modes d'ordres élevés et ainsi de pouvoir comparer réellement l'effet d'autonettoyage et les processus possibles de thermalisation et de condensation. Il est toutefois possible de voir une forte oscillation entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur au niveau des deux lobes qui constituent le reste de l'impulsion pompe à 1064 nm.

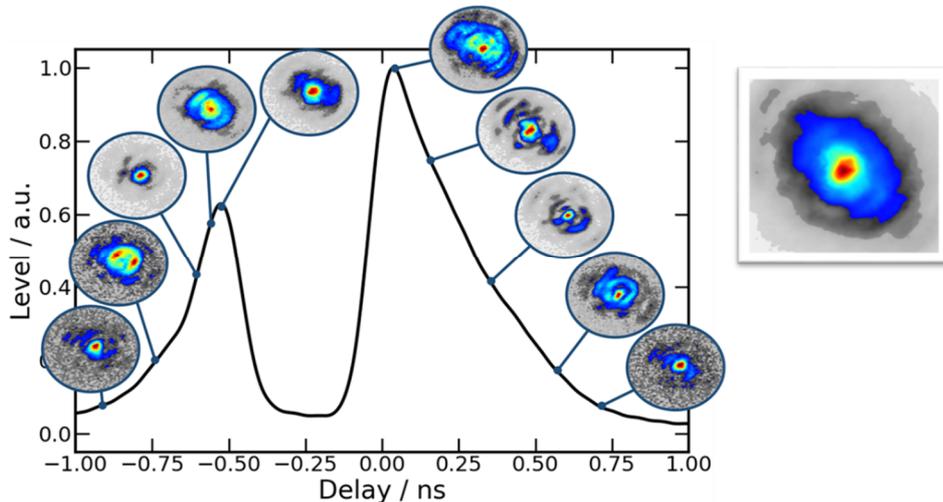


Figure 32 : Cartographie ST à 1064 nm du faisceau (initialement gaussien) en régime linéaire à 19 kW et image en champ proche du faisceau issue de l'intégration dans le temps des images ST ( $L_{\text{fibre}} = 5 \text{ m}$ ).

Ces différentes mesures ST confirment le côté oscillatoire des échanges d'énergie entre les différents modes excités dans la fibre et cela en fonction de la puissance instantanée de l'impulsion quasi-gaussienne initiale. On visualise très bien le repeuplement du mode fondamental et la constitution non monomode du faisceau de sortie intégré sur toute la plage temporelle de l'impulsion.

A cause de la réparation initiale de l'énergie, majoritairement réalisé sur le mode fondamental de la fibre, le système part d'un état de déséquilibre. Du fait du désordre et des effets non linéaires, le système est instable et va se mettre à osciller à la recherche d'un équilibre final qui, dans notre cas ne sera jamais atteint du fait de la longueur finie de notre fibre, mais surtout à cause de la présence du processus Raman qui casse la dynamique de propagation. On comprend donc mieux pourquoi Fusaro *et al.* ont souhaité partir directement vers un peuplement contrôlé des modes de la fibre au lieu d'attendre que les effets de désordre redistribuent l'énergie initiale sur un grand nombre de modes.

Il est aussi important de noter que l'effet de nettoyage Kerr et de condensation sont des processus basés sur l'équilibre des effets linéaire et non linéaire qui déterminent l'état final de la lumière et cela en présence d'autres effets physiques et pour des longueurs d'interaction limitées. Ainsi, il est possible d'obtenir un nombre important d'états spatiotemporels différents en sortie de fibre qui, dans la plupart d'entre eux ne sont que des positions intermédiaires vers un effet d'équilibre que ne sera jamais atteint.

### II.2.h. Simulation numérique de la structuration ST 3D des impulsions

Les simulations suivantes ont été réalisées par Alessandro Tonello.

Nous avons ensuite reproduit ces résultats expérimentaux via des simulations numériques. Le modèle numérique inclut, pour les deux composantes de polarisation de l'enveloppe du champ

électrique, l'effet de la diffraction, de la dispersion et de la contribution du guide d'ondes. La durée de l'impulsion est de 5 ps, l'intensité crête est de  $5 \text{ GW/cm}^2$ . De plus, une séquence de faibles déformations aléatoires de la fibre, avec une extension maximale de  $0,1 \mu\text{m}$ , est appliquée avec un pas approximatif de 5 mm. La simulation n'inclut pas l'effet de la SRS. La figure suivante montre la structuration ST 3D de l'impulsion qui se produit pendant le processus d'autonettoyage après 1,5 m de propagation. Chaque image présente la répartition instantanée de l'énergie transverse sélectionnée à quatre instants différents de l'impulsion. Comme vu précédemment dans les manipulations expérimentales, il y a un échange d'énergie entre les modes d'ordres haut et bas en fonction de la puissance. Cette simulation montre donc des résultats similaires aux résultats expérimentaux obtenus par cartographie ST.

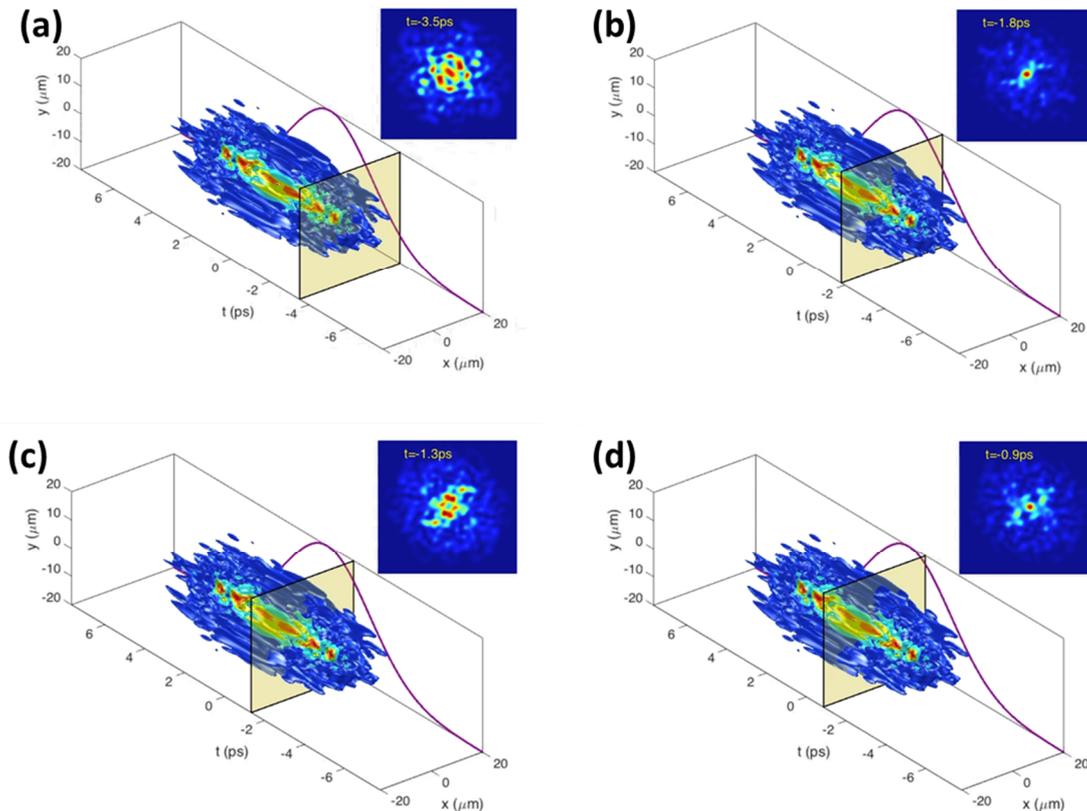


Figure 33 : Simulation de l'évolution ST à 1064 nm d'une impulsion en régime d'autonettoyage NL Kerr ; (a)  $t = -3,5 \text{ ps}$  ; (b)  $t = -1,8 \text{ ps}$  ; (c)  $t = -1,3 \text{ ps}$  ; (d)  $t = -0,9 \text{ ps}$

### II.2.i. Conclusion sur le balayage ST

En conclusion, j'ai développé une nouvelle technique de caractérisation multidimensionnelle basée sur une cartographie 3D ST, qui permet de capturer, en cumulant plusieurs acquisitions, une image du faisceau résolue en temps avec une résolution de 8 ps. Celle-ci permet d'accéder à la dynamique en temps réel du phénomène d'autonettoyage dans les fibres multimodales à gradient d'indice. J'ai mis en évidence le couplage non linéaire de modes et les échanges cycliques d'énergie entre le mode fondamental et les modes d'ordre haut révélant ainsi la complexité associée à l'effet d'autonettoyage du faisceau. Les conditions initiales apparaissent comme fondamentales dans l'évolution du phénomène qui passe par différents états transitoires qui peuvent être utilisés afin de façonner le profil du faisceau de sortie. Si l'état final peut être décrit par une approche thermodynamique on voit parfaitement que cela limite l'analyse de cette évolution non linéaire complexe et que des simulations numériques permettent de mieux appréhender les différentes étapes.

Le rôle du processus Raman, dont la puissance seuil est plus grande que celle de l'autonettoyage Kerr, a également été montré, ce processus de diffusion vient en compétition directe avec l'évolution spatiotemporelle. Dans ces conditions, la possible thermalisation suivie d'une potentielle condensation ne peut jamais être atteinte du fait des conditions initiales ou de l'implication d'une déplétion introduite par la diffusion Raman. Mon approche spatiotemporelle souligne aussi le manque important de l'approche thermodynamique qui ne prend pas en compte l'aspect temporel et ne peut ainsi que très succinctement décrire le contenu modal du faisceau de sortie qui varie en fonction du même paramètre temps. Mes résultats fournissent un aperçu plus approfondi des systèmes d'ondes guidées multimodes, permettant en particulier d'étendre la caractérisation des événements en temps réel, ce qui permet une compréhension plus profonde de la physique derrière les processus d'autonettoyage du faisceau. Je pense que cette méthode peut aider à étudier plusieurs autres processus et interactions spatiotemporels, qui sont restés jusqu'à présent largement inexplorés.

## II.3. Attracteur non linéaire par autonettoyage Kerr

### II.3.a. Introduction

La commutation optique ultrarapide fait l'objet d'intenses efforts de la part de différents laboratoires de recherche. Plusieurs secteurs sont visés comme les télécoms, le traitement tout optique de données, les sources lasers... Les études sur les dynamiques non linéaires dans les GIMF ont également démontré qu'il était possible de moduler les faisceaux dans les domaines spatial, temporel, et spectral. En effet, l'autonettoyage de faisceau Kerr est un phénomène progressif de transfert d'énergie intermodal, qui dépend de la puissance initiale, des modes excités et des défauts du guide. Comme vu précédemment, les conditions initiales d'excitation vont permettre de faire apparaître, tout au long du processus, un nettoyage possible sur des modes différents donnant ainsi la possibilité d'obtenir une famille de modes sur lesquelles le nettoyage peut apparaître très efficace. Ce comportement qui, dans ce cas-là, ne peut être décrit par l'approche thermodynamique nous a amenés à nous poser une question : que se passe-t-il lorsque deux familles de modes « nettoyés » se propagent simultanément dans la GIMF ? Est-il ainsi possible d'obtenir des collisions particulières ou des phénomènes couplés qui révéleraient une autre dynamique. Ces questions sont d'autant plus intéressantes après la publication du papier de Fabert et al. [Fabert 2020] montrant l'aspect purement cohérent du processus de nettoyage. Enfin serait-il possible de faire un contrôle « tout optique » des modulations non linéaires sur un faisceau de forte puissance dans une GIMF ?

Ici, je présente une première étude sur le mélange cohérent de familles de modes sur lesquels j'ai obtenu un nettoyage spatial dans une GIMF. L'onde de pompe d'un laser picoseconde à 1064 nm a été séparée en deux bras excitant respectivement deux familles différentes de modes nettoyés.

### II.3.b. Montage expérimental

La figure 34 montre le schéma expérimental utilisé pour étudier la combinaison de deux familles de modes nettoyés. Le laser de pompe délivre des impulsions de 65 ps avec un taux de répétition de 100 kHz, centrées sur 1064 nm. La puissance crête maximum est de 180 kW. Le faisceau et les impulsions sont gaussiens et polarisés linéairement. Le faisceau est divisé en deux grâce à un cube de polarisation, puis renvoyé vers la GIMF grâce à deux miroirs diélectriques. L'angle des miroirs permet d'exciter différentes familles de modes dans la fibre. Les lames quart d'onde jouent le rôle de lame demi-ondes grâce à l'aller-retour du faisceau dans celles-ci et permettent de tourner la polarisation de 90°. J'ai utilisé une GIMF avec un rayon de cœur de 25  $\mu\text{m}$ , une différence d'indice de réfraction de 0,015 et une ouverture numérique de 0,2.

Dans le but d'avoir une excitation stable, les deux faisceaux ont des polarisations linéaires croisées, afin d'éviter les effets d'interférences de type Michelson qui viennent perturber l'excitation modale et la densité de puissance à l'entrée de la GIMF. La lame demi-onde devant le cube de polarisation n°2 permet de changer le ratio de puissance entre les deux bras de l'interféromètre.

Le faisceau résultant de la combinaison de deux familles de nettoyage dans la GIMF est ensuite analysé avec une caméra CCD et un analyseur de spectre. Un oscilloscope à 70 GHz associé à une photodiode 45 GHz est aussi utilisé pour synchroniser les deux bras.

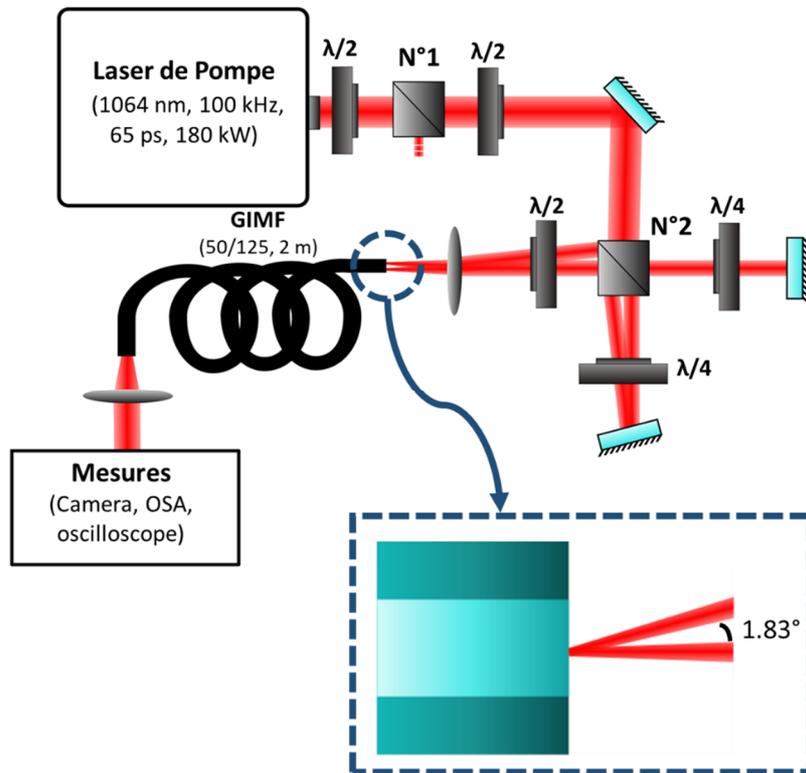


Figure 34 : Montage expérimental permettant de combiner deux familles de nettoyage Kerr

### II.3.c. Combinaisons de deux familles de nettoyage LP11 et LP01 transportant des puissances équivalentes

Le premier travail expérimental avait pour but d'observer le résultat de la combinaison de deux familles de nettoyage Kerr différentes. Le ratio de puissance entre les deux bras de l'interféromètre était équilibré avec autant de puissance sur les deux faisceaux excitateurs. Le premier bras, qui fournit un faisceau faisant un angle de  $1.83^\circ$  avec l'axe de la fibre, permet d'exciter des modes qui convergent vers un mode majoritaire LP11 lorsque la puissance des impulsions augmente. Le deuxième bras vise l'excitation de modes convergeant vers le mode LP01 (faisceau centré). J'ai également décidé de réaliser cette expérience avec un faible nombre de modes excités.

La figure suivante montre les images expérimentales en champ proche faites à la sortie de la GIMF, pour différentes puissances de pompe. La première ligne présente le nettoyage lorsque seul le faisceau du bras 1 est injecté dans la GIMF. Il y a un transfert progressif de l'énergie vers le mode LP11 de la GIMF. La seconde ligne montre le nettoyage lorsque le deuxième bras est seul. L'énergie est transférée vers le mode fondamental de la fibre. Finalement, la dernière ligne montre la répartition transverse de l'énergie en sortie de la GIMF, lorsque les deux faisceaux précédents sont injectés simultanément dans la GIMF.

Il est possible de voir que la résultante des deux nettoyages est une famille de nettoyage qui fait converger l'énergie vers une propagation où le mode fondamental est majoritaire. Nous observons aussi un fond résiduel multimode.

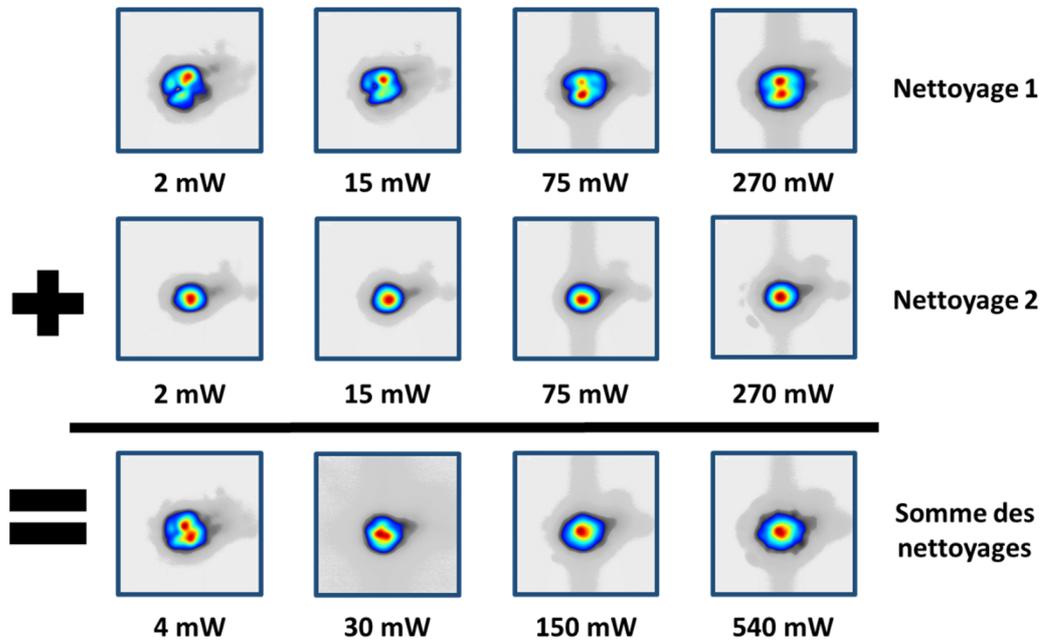


Figure 35 : Images en champ proche des deux familles de nettoyage seules et de la troisième famille de nettoyage résultant de la combinaison des deux propagations (ratio de séparation 50/50)(Longueur de fibre = 2 m)

L'expérience suivante a consisté à observer l'influence de cette somme sur les dynamiques non linéaires ayant lieu au cours de la propagation dans la GIMF. La figure suivante montre les spectres pris à la sortie de la GIMF pour chaque famille de nettoyage. Les courbes bleue, verte, rouge, correspondent respectivement au spectre des faisceaux nettoyés sur le LP11 (270 mW), le LP01 (270 mW) et la somme des deux familles (540 mW). Comme il sera développé dans le chapitre suivant, le nettoyage sur les modes d'ordre haut a tendance à inhiber la génération de raies paramétriques par GPI, cela est visible sur le spectre bleu, où seule l'onde de pompe et son élargissement Raman sont visibles. Le nettoyage efficace vers le mode LP01 va réunir les conditions pour observer la génération de GPI. Il est possible de voir, sur la courbe verte, l'apparition de deux raies spectrales à 716 nm et à 543 nm. Assez étonnamment, la somme des deux familles de nettoyage va réduire l'efficacité de la génération de raies paramétriques. Malgré une puissance optique double qui se propageant dans la GIMF, la raie à 543 nm (ordre deux des GPI) a disparu et la raie à 716 nm a fortement diminué en amplitude (-12 dB) et en largeur spectrale.

Les changements spectraux observés permettent de valider l'influence mutuelle entre les deux familles de nettoyage malgré l'état de polarisation croisé de leur onde de pompe initiale. L'image en champ proche observée à la sortie de la GIMF est pas la somme incohérente des deux propagations, mais bien une nouvelle famille de nettoyage à part entière issu d'une interaction purement cohérente. Ainsi une augmentation de la brillance est clairement obtenue, comme je le montre sur la figure 39 avec l'enregistrement des champs proches et lointains. On peut également noter que l'interaction cohérente pour la génération des ondes paramétriques géométriques est destructrice. Tandis que le cumul de puissance incohérent semble être plus important avec une augmentation du spectre infrarouge par effet Raman (figure 36).

Ces observations montrent clairement la complexité de la propagation qui s'appuie, comme démontré précédemment, sur la modification du chemin optique de la puissance en fonction des interactions entre modes transverses.

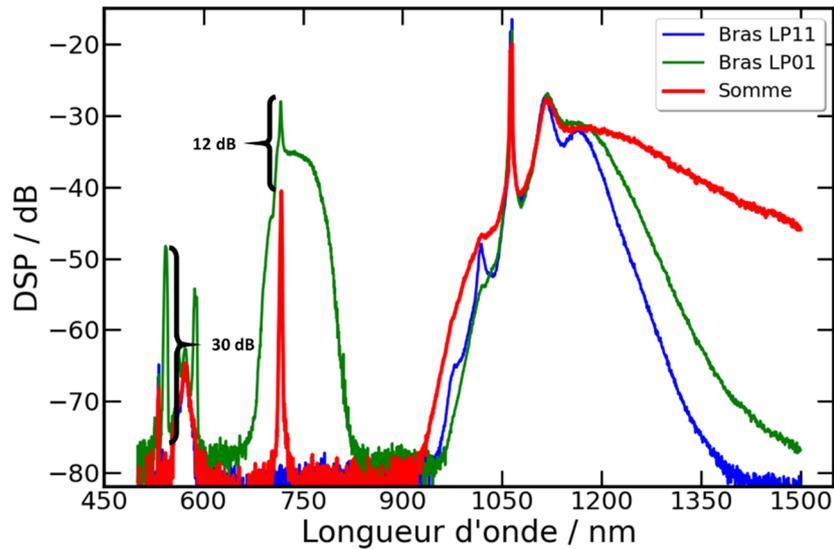


Figure 36 : Spectres des deux familles de nettoyage seules et de la troisième famille de nettoyage résultant de la combinaison des deux propagations (Puissance : 540 mW ; récurrence : 100 kHz ; durée d'impulsion : 65 ps ; longueur de la fibre : 2 m).

### II.3.d. Efficacité du phénomène de combinaison non linéaire

L'expérience précédente a montré que l'interaction entre les familles des modes nettoyés se manifeste dans les domaines spatial et spectral, et peut être vue comme une forme de commutation optique-optique de type Kerr avec une vitesse ultrarapide. Cependant, les puissances des deux faisceaux interagissant dans la fibre étaient, dans la première expérience, égales. L'étape suivante consiste donc à regarder la possibilité d'obtenir une commutation tout optique d'un faisceau de forte puissance avec un autre faisceau de puissance plus faible. Pour cela j'ai fait la combinaison d'un faisceau de forte puissance (900 mW) convergeant vers un « speckle » et d'une famille favorisant le mode LP01 avec une puissance d'entrée variable (mais nettement plus faible).

La figure 37 montre les images en champ proche en sortie de la GIMF pour cette série de mesures. La famille de nettoyage favorisant le mode fondamental apparaît sur la première ligne, avec une puissance qui varie de 4 mW à 293 mW. La seconde ligne montre la sortie de la fibre lorsque seul le bras donnant lieu à un speckle est injecté avec une puissance constante de 900 mW. Finalement, la dernière ligne montre les images en champ proche de la sortie de la GIMF issue de la combinaison des deux familles de nettoyage précédentes.

Les résultats de l'expérience montrent qu'une grande partie de l'énergie est transférée vers le mode fondamental. Une modification significative du faisceau est observée lorsque la puissance du premier faisceau atteint les 76 mW soit une puissance crête de 11,6 kW pour une longueur de fibre de 2 m. Dans ces conditions, un ratio de puissance de 1 / 17.1 (5.8%) permet de contrôler la propagation d'un faisceau multimode de 138 kW de puissance crête.

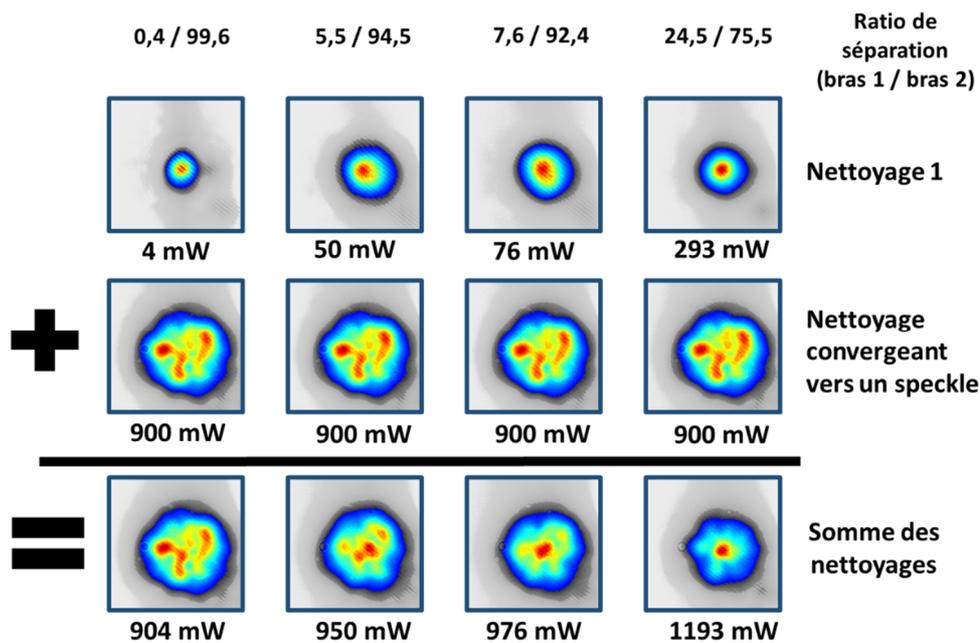


Figure 37 : Images en champ proche des deux familles de nettoyage seules et de la troisième famille de nettoyage résultant de la combinaison des deux propagations et pour un ratio de séparation variable. (Durée d'impulsion : 65 ps ; longueur de la fibre : 2 m).

Après avoir identifié la puissance nécessaire pour obtenir un effet de commutation par effet Kerr, j'ai fait l'étude complète de cette somme de faisceaux avec un ratio de puissance de 10% (speckle : 90 / mode fondamental : 10) et pour une puissance globale croissante. La figure 38 montre les images en champ proche des faisceaux de sortie. En régime linéaire, à 5 mW de puissance moyenne pour le speckle, il n'y a pas assez de puissance pour déclencher le phénomène d'autonettoyage Kerr. L'image finale représente donc la somme linéaire des deux propagations. Ensuite, lorsque la puissance augmente, il est possible de voir l'évolution des nettoyages sur chacune des familles. Il y a un nettoyage allant des modes d'ordre haut vers le mode fondamental, pour la propagation résultant de la somme des deux injections.

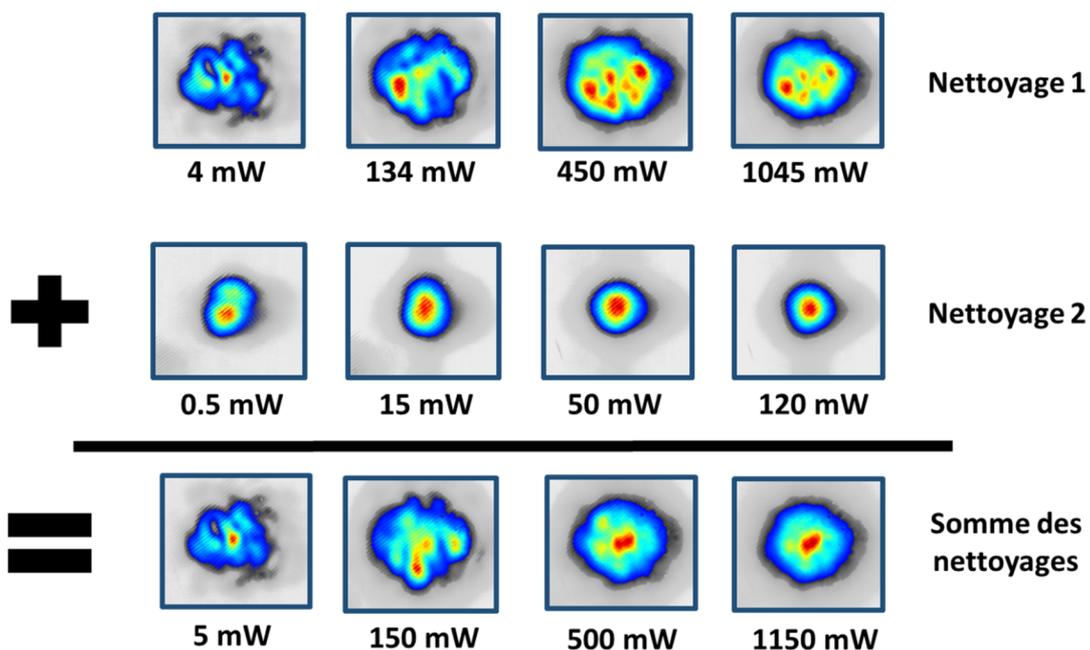


Figure 38 : Images en champ proche des deux familles de nettoyage seules et de la troisième famille de nettoyage résultant de la combinaison des deux propagations (ratio de séparation 10/90 et puissance globale variable). (Durée d'impulsion : 65 ps ; longueur de la fibre : 2 m).

Pour confirmer cette amélioration de la brillance, j'ai comparé les évolutions des champs proche et lointain du faisceau en sortie de GIMF. Ces images sont présentées sur la figure 39. Le produit champ proche/champ lointain, entre le bras speckle et la somme des deux bras, passe de 0,64 à 0,46. Sur l'image en champ lointain du bras speckle 50% de l'énergie est comprise dans une surface de  $0,25 \mu\text{m}^2$  tandis que cette surface est de  $0,1 \mu\text{m}^2$  pour l'image en champ lointain de la somme des deux bras. Ces valeurs sont significatives d'une augmentation de la densité de puissance.

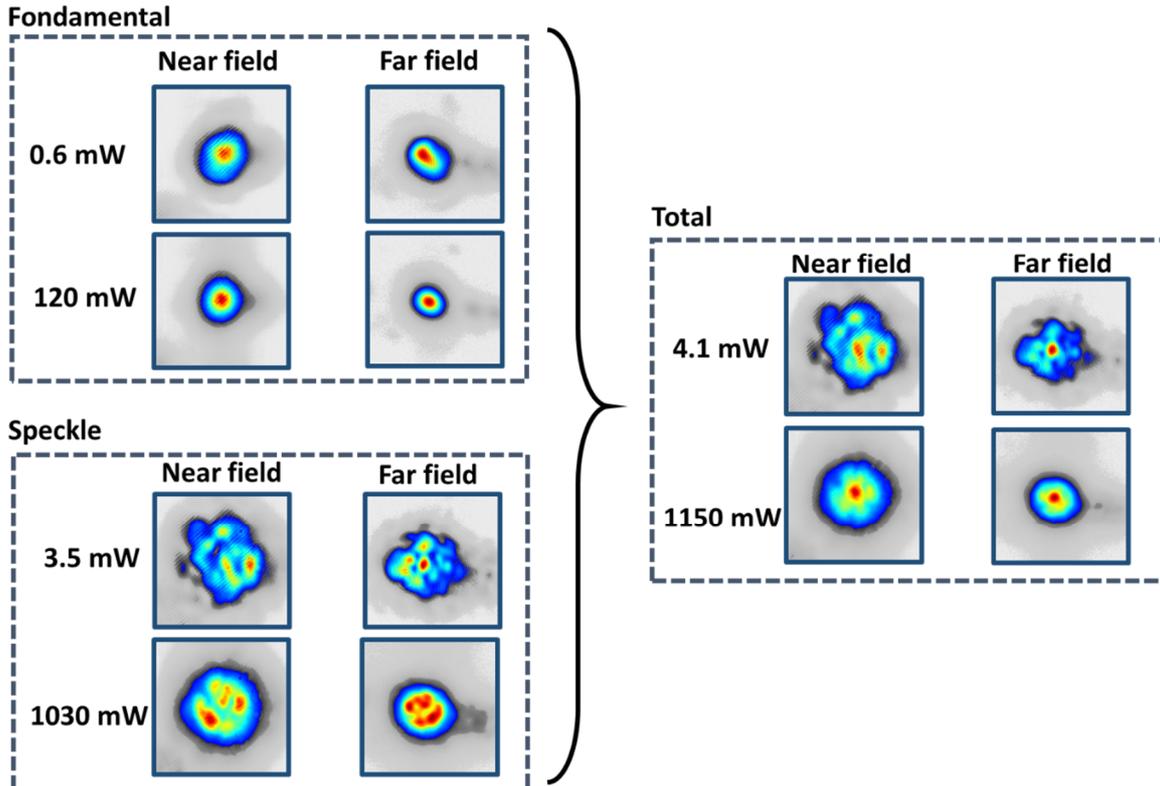


Figure 39 : (Gauche : Images en champ proche et en champ lointain des deux familles de nettoyage seules. Droite : Images de la troisième famille de nettoyage résultant de la combinaison des deux propagations (ratio de séparation 10/90 et puissance globale variable) (durée d'impulsion : 65 ps ; longueur de la fibre : 2 m).

Dans un second temps, j'ai regardé l'efficacité de la commutation spectrale. La figure 36 montrait la commutation spectrale lorsque les deux faisceaux avaient la même puissance. Ici, j'ai cherché à obtenir l'extinction des raies GPI tout en maximisant la différence de puissance entre les deux bras de l'interféromètre. La figure 40 résume la commutation la plus efficace obtenue. La ligne du haut montre les champs proches en sortie de fibres pour les différentes excitations. Les courbes verte, bleue et rouge correspondent aux spectres obtenus en sortie de fibre lorsqu'elle est excitée par respectivement : le bras de forte puissance, le bras de faible puissance, les deux bras. Le ratio de puissance est de 15/85, avec 37 kW transportés par le bras 1 et 7 kW transporté par le bras 2.

Lorsque seul le bras 1 excite la GIMF, il est possible d'observer l'apparition de raies visibles GPI à 716 nm et à 543 nm. L'ajout du bras multimode, de faible puissance, vient inhiber cette génération, la raie à 716 nm diminue d'un facteur 20 dB et la raie à 543 nm disparaît complètement. Il devient donc possible de voir une commutation spectrale, efficace et tout optique, d'un faisceau de forte puissance par un faisceau de plus faible puissance.

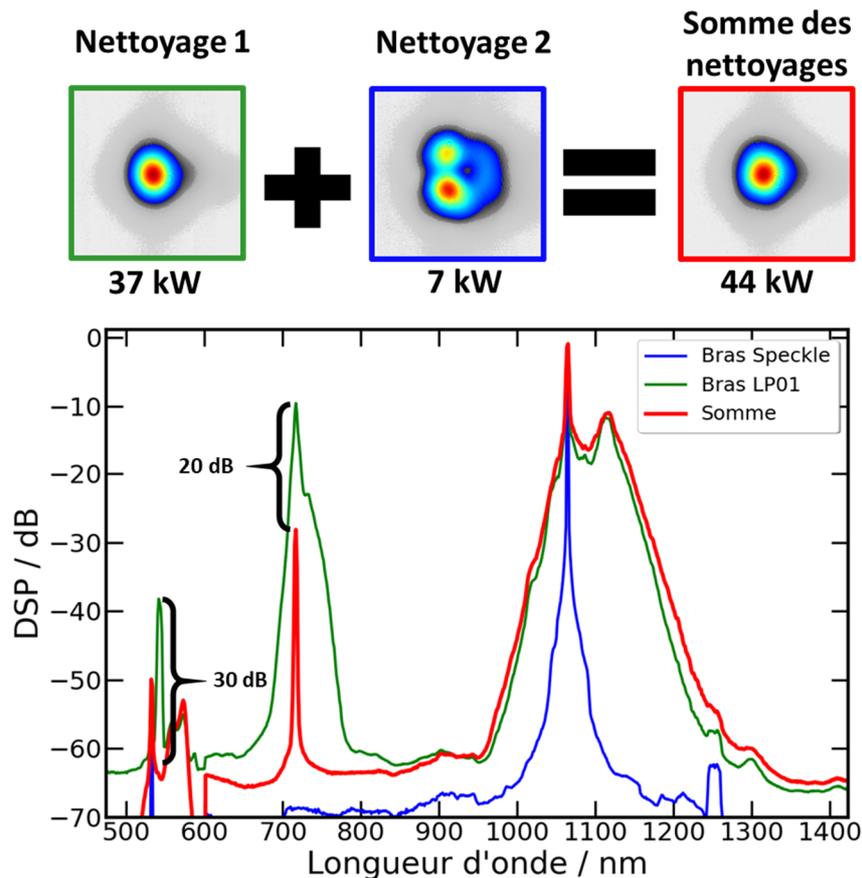


Figure 40 : Spectres des deux familles de nettoyage seules et de la troisième famille de nettoyage résultant de la combinaison des deux propagations (ratio 85/15) (durée d'impulsion : 65 ps ; longueur de la fibre : 2 m).

### II.3.e. Conclusion

Dans cette partie j'ai évalué l'impact de la présence d'énergie sur le mode fondamental au sein du processus de sélection spatiale en dissociant l'autonettoyage vers le mode fondamental et vers un mode d'ordre élevé. Ainsi deux faisceaux distincts, ayant chacun une direction incidente différente, sont utilisés. Les polarisations initiales sont croisées afin d'éviter des interférences sur la face d'entrée de la fibre et ainsi modifier le taux d'injection dans la fibre vis-à-vis du couplage de chacun des faisceaux pris individuellement.

On peut également noter que Fusaro et al. [Fuzaro 2019] ont mesuré expérimentalement les intensités d'entrée et de sortie du faisceau se propageant dans une fibre GRIN pour différentes excitations de modes. Ils montrent une augmentation de la population du mode fondamental lorsque le nombre de modes excités en entrée de la fibre optique diminue. Toutefois, cette évaluation, réalisée avec une lame en verre dépoli ne permet pas de bien maîtriser la quantité de puissance réellement couplée dans le mode fondamental. Cette expérience a été réalisée en régime de condensation c'est-à-dire en veillant à ce que tous les modes soient alimentés pour garantir une thermalisation et une condensation atteignant au maximum un rapport entre puissance sur le mode fondamental et puissance sur les autres modes égale à 0,6. On peut également rajouter que la polarisation du mode fondamental et des autres modes étaient identiques. Aucune donnée sur la dépolarisation introduire par le diffuseur n'est donné.

Dans mon cas, les conditions initiales sont fortement différentes avec l'utilisation de deux faisceaux permettant, chacun, un nettoyage spatial sur des modes différents et avec des

polarisations croisées. Le nombre de modes excités en entrée est fortement réduit dans les deux cas, ce qui fait sortir cette expérience du giron de la condensation photonique.

Dans ces conditions un fonctionnement significativement différent a pu être obtenu. Pour deux nettoyages sur deux modes différents (LP01 et LP11), le mélange de ces deux processus, au sein de la fibre optique, permet une commutation instantanée de la quasi-totalité de l'énergie se propageant sur le mode LP11 vers le mode fondamental. De manière plus remarquable, la confrontation entre un nettoyage sur le mode fondamental avec un speckle, se propageant en régime de forte intensité sans modification importante de son profil spatial, conduit à un transfert instantané vers un profil en cloche favorisant la puissance sur le mode fondamental. Il est ainsi possible de transformer une propagation multimode dans la GIMF, en une propagation quasi-monomode. Il est possible de commuter un faisceau de forte puissance avec un autre faisceau cohérent jusqu'à 12 fois moins puissant. J'ai montré ce phénomène d'attraction spatiale non linéaire en commutant 138 kW de puissance crête avec seulement 11 kW de puissance crête.

Cette commutation s'exprime aussi dans le domaine spectral. En effet, j'ai montré la possibilité d'inhiber la génération de raies spectrales par GPI, due à une propagation quasi-monomode d'un faisceau de forte puissance dans une GIMF, en superposant un second faisceau multimode de puissance plus faible. Il y a une extinction instantanée jusqu'à 30 dB des raies paramétriques.

Ces résultats préliminaires ouvrent la voie à des études plus larges, permettant l'implémentation d'une commutation spatiale dans des systèmes optiques guidés. Ce phénomène pourrait être utilisé dans des sources lasers accordables ou dans la réalisation d'oscillateurs de type « mode lock ». Il est également possible d'envisager des applications dans le domaine de l'informatique photonique, dans lequel nous pourrions mettre à contribution la capacité des fibres optiques multimodes à réaliser des portes logiques ultrarapides pour le traitement tout optique de données.

## II.4. Conclusions

Dans ce chapitre dédié à l'autonettoyage de faisceau par effet Kerr dans les GIMF, nous avons traité plusieurs problématiques.

J'ai démontré qu'il était possible d'obtenir un autonettoyage efficace, vers les modes LP01 et LP11, en régime « few modes » à 1,5  $\mu\text{m}$ . Le seuil de puissance pour obtenir ce nettoyage est diminué d'un facteur 10 par rapport aux expériences précédentes. Cela est dû au faible nombre de modes transverses initialement excités. Avec nos puissances, de quelques kilowatts et dans notre régime temporel (centaine de picosecondes) le régime de dispersion n'a pas d'influence sur le phénomène. Le nettoyage se fait sans génération spectrale, cependant nous avons observé des modulations dans l'enveloppe temporelle des impulsions nettoyées. Si cela s'avère nécessaire, l'impulsion pourrait, en principe, être recomprimée. Ce travail permet d'améliorer la compréhension du processus d'autonettoyage Kerr et étend notre capacité à contrôler ce mécanisme de remodelage non linéaire, afin d'atteindre une sélection de modes spatiaux hautement efficace. Ici, le processus de nettoyage est différent du concept de thermalisation et de condensation du fait de la prise en compte restreinte du nombre de modes.

J'ai ensuite mis au point une nouvelle méthode de caractérisation basée sur une cartographie 3D spatiotemporelle, qui permet de capturer, en cumulant plusieurs acquisitions, une image du faisceau résolue en temps avec une précision de 8 ps. Cette méthode permet d'accéder à la dynamique en temps réel du phénomène d'autonettoyage. J'ai pu observer les échanges cycliques entre les différents modes de la GIMF et cela au sein d'une impulsion unique. La puissance instantanée apparaît comme le principal moteur de la nouvelle répartition spatiotemporelle de l'énergie. Cette démonstration ouvre également une voie nouvelle vers le phénomène de condensation qui est généralement décrit sans tenir compte du temps et de la forme gaussienne des impulsions optiques qui l'engendre. Ainsi la cohérence du faisceau initial n'est jamais prise en compte ce qui limite la compréhension des phénomènes réels obtenus dans des fibres optiques de longueur limitée avec une excitation par des impulsions à profils variés et avec des largeurs spectrales finies.

Finalement, j'ai étudié le cas de la co-propagation de deux familles de nettoyage dans une GIMF. J'ai obtenu un transfert instantané de la puissance se propageant sur les modes d'ordres hauts vers le mode fondamental. Ce phénomène peut être apparenté à de la commutation spatiale tout optique. Le faisceau provoquant le transfert énergétique peut être jusqu'à 12 fois moins puissant que celui qui subit la commutation. Toutefois, la cohérence entre les deux faisceaux semble être requise afin d'obtenir ce processus. Cette commutation s'exprime aussi dans le domaine spectral. En effet, j'ai montré la possibilité d'inhiber la génération de raies spectrales par GPI, due à une propagation quasi-monomode d'un faisceau de forte puissance dans une GIMF, en superposant un second faisceau multimode de puissance plus faible. Il y a une extinction instantanée importante (30 dB) des raies paramétriques tandis que le processus de conversion Raman profite de la commutation avec un élargissement plus important.

### III. Caractérisation et génération spectrale à partir des GIMF

Ce chapitre s'intéresse à plusieurs travaux basés sur la génération spectrale non linéaire dans les GIMF. La première partie présente un nouveau système de cartographie spatiospectrale permettant d'obtenir la répartition spatiale de l'énergie avec une résolution spectrale de 0,1 nm, j'applique cette technique à l'étude des GPI et de la génération de supercontinuum dans des GIMF. La deuxième partie présente un travail sur l'amplification Thulium et l'élargissement spectral à partir des effets paramétriques de type GPI. Finalement, la dernière partie traite de la conversion spectrale dans le domaine moyen infrarouge de 0,7  $\mu\text{m}$  à 6  $\mu\text{m}$  en partant des conversions initiées dans une GIMF.

#### III.1. Cartographie spatiospectrale (SS)

##### III.1.a. Introduction à la mesure SS

Comme vu dans le chapitre 1, il a été démontré qu'un faisceau multimode intense se propageant dans une GIMF peut créer, par effet Kerr et le processus d'auto-imagerie, une modulation longitudinale de l'indice de réfraction du cœur d'une fibre GRIN. Ce processus permet la génération d'une série de bandes spectrales régulièrement espacées en fréquence avec de grands décalages par rapport à la longueur d'onde de pompe. Cette génération présente une distribution transverse multimode particulière [Krupa 2016].

La figure 1 montre, par exemple, le spectre issu de la génération de raies paramétriques dans une fibre à gradient d'indice de 62,5  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur. Celle-ci est pompée par une onde à 1064 nm avec une durée d'impulsion de 65 ps. Pour chaque ordre du réseau d'indice crée par le battement des modes, il y a génération d'une onde anti-Stokes dans le visible, et d'une onde Stokes dans l'infrarouge. Sur l'exemple suivant, ce premier ordre infrarouge est à 1870 nm avec sa réplique visible à 732 nm. Il est aussi possible de voir les images en champ proche des différentes ondes, prises avec une caméra 2D. Chaque image correspond à l'intégration des distributions transverses sur le domaine spectral correspondant à la bande passante du filtre utilisé pour isoler chaque raie et de la plage spectrale couverte par la caméra. L'onde de pompe à 1064 nm se propage sur un profil de faisceau en forme de cloche. Cela est dû au processus de nettoyage Kerr vu dans le chapitre 2. La raie visible se propage sur une répartition similaire à celle de l'onde pompe tandis que la raie MIR à une répartition transverse de l'énergie à trois lobes, signe de la forte présence des modes LP02 et de LP21, comme nous le verrons par la suite.

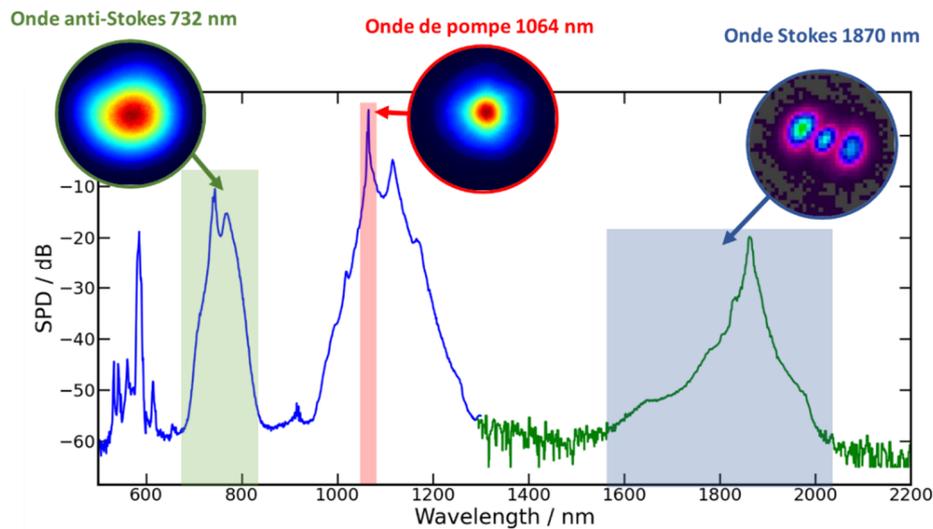


Figure 1 : Spectre expérimental en sortie de GIMF (62.5/125) en régime de propagation non linéaire ; les ondes pompe (1064 nm) et anti-Stokes (732 nm) ont une allure en forme cloche; l'onde Stokes à 1970 nm est portée par une combinaison de modes. (longueur de la fibre : 2 m).

La théorie qui décrit la génération des GPI n'utilise pas une description avec une décomposition en modes. Seul un champ représentant le faisceau initial couplé dans la fibre est utilisé. Celui-ci subit alors les déformations tout au long de la propagation dans la fibre. Ainsi, seule la variation périodique globale de la taille du faisceau au cours de sa propagation dans la GIMF est prise en compte. Une décomposition du profil complexe du faisceau en sortie peut alors être réalisée pour obtenir les modes excités. D'un point de vue expérimental, la question de la répartition modale sur les raies paramétriques se pose. Si la nature multimode des bandes Stokes et anti-Stokes est déjà établie grâce à leur configuration spatiale obtenue avec une caméra 2D, l'identification des modes en fonction des longueurs d'onde est beaucoup plus difficile à réaliser du fait de la faible résolution des outils expérimentaux disponibles actuellement.

Dans ce travail, je présente une nouvelle technique spatiale et spectrale 3D capable d'identifier le contenu modal dominant des bandes latérales spectrales générées par le processus GPI. Les distributions spatiales d'intensité dans les domaines du visible et de l'infrarouge sont obtenues avec précision et une résolution spectrale de 0,1 nm. Ainsi, nous dévoilons expérimentalement la nature multimode des GPI et la présence de multiples conversions de fréquences satellites autour des bandes latérales dominantes.

### III.1.b. Principe de la mesure SS

Le principe de la cartographie SS est le même que celui de la cartographie ST vue précédemment. L'oscilloscope à forte résolution temporelle est remplacé par un analyseur de spectre optique.

Cette technique de cartographie SS est illustrée schématiquement sur la figure 2. L'image agrandie de la sortie de la GIMF est balayée par une fibre optique (en général une fibre à saut d'indice de 105  $\mu\text{m}$  de cœur en silice FG105LCA Thorlabs) qui est déplacée dans le plan transversal. Les profils spectraux sont collectés via un OSA, pour chaque position de la fibre de collection.

Grâce à ce balayage, j'obtiens une matrice 3D dans laquelle j'ai le profil spectral en fonction de la position transverse de la fibre de collection. Cette matrice permet (grâce à un post-traitement numérique) de reconstruire, en chaque point du spectre, le profil spatial en sortie. Ceci permet d'avoir la répartition transverse de l'énergie de l'impulsion avec une résolution spectrale de l'ordre de 0,1 nm (meilleure résolution de l'OSA), ce qui est beaucoup plus précis que la largeur des bandes des différents filtres permettant la sélection spectrale du faisceau de sortie.

J'ai utilisé une platine motorisée 3 axes pour le balayage automatique. La durée de la mesure dépend du spectromètre utilisé et du nombre de points de mesure. Les OSA Yokogawa récents (AQ6375 et AQ6376) permettent d'obtenir des durées de l'ordre de la dizaine de minutes. Les OSA ANDO beaucoup plus lents demandent des durées d'acquisition de plusieurs heures, rendant les acquisitions très compliquées. Et finalement les spectromètres CCD (de marque *Ocean Optics*) font des acquisitions en quelques minutes (2 min en général), mais ont des performances de mesure moins bonnes (résolution spectrale, dynamique de mesure, bande passante).

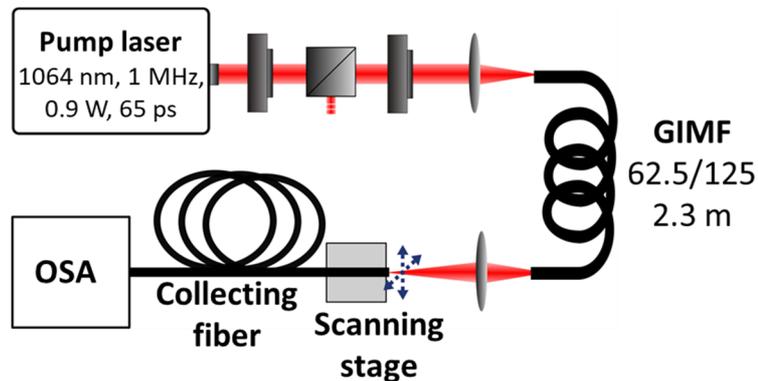


Figure 2 : Montage expérimental du banc de mesure spectrospatial

Le banc de mesure SS a ensuite été validé avec la comparaison entre des images en champ proche de faisceau en sortie de GIMF prises par des caméras 2D et l'image résultant de l'intégration spatiale des données SS, pour deux répartitions modales différentes. Un exemple de correspondance est montré sur la figure 3.

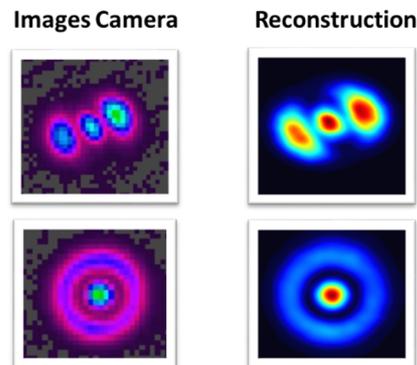


Figure 3 : Comparaison entre les images de champ proche d'un faisceau à structure complexe : (droite) obtenues à la caméra 2D ; (gauche) obtenues par intégration spectrale des mesures SS

### III.1.c. Étude SS de la raie GPI infrarouge

À l'origine ce banc de caractérisation SS a été conçu afin de connaître la composition modale de la raie infrarouge dans les différentes GIMF en vue de l'amplification de celle-ci (voir partie suivante) pour engendrer des faisceaux, à forte puissance, dans le moyen infrarouge. Ainsi les premières mesures ont été faites via l'OSA AQ6376 possédant une bande passante allant de 1500 nm à 3400 nm et un filtre anti-repliement.

Les trois figures suivantes (Figures 4, 5, 6) montrent les résultats des mesures de la raie Stokes GPI de premier ordre pour trois GIMF disponibles. Ces GIMF sont respectivement : la 62.5/125 Thorlabs ( $\Delta n = 0.027$ ) avec une raie centrée sur 1870 nm, la 52,5/125 Alcatel ( $\Delta n = 0.015$ ) avec une raie centrale à 1970 nm, et la 50/125 Thorlabs ( $\Delta n = 0.015$ ) avec une raie centrale à 2068 nm.

Nous pouvons observer sur les trois figures suivantes, la répartition transverse de l'énergie de la raie Stokes en fonction de la longueur d'onde. Le spectre montré représente le spectre moyenné sur tous les pixels du faisceau en sortie de la GIMF pour une puissance de pompe de 40 kW. L'énergie centrale est essentiellement véhiculée par une association des modes LP02 et LP21 (figure 7). En s'éloignant du pic central d'intensité maximale, on peut observer que d'autres modes quasiment purs transportent le reste de l'énergie convertie. Ces modes forment un piédestal de plusieurs dizaines de nanomètres de large. Parmi ces modes il est possible d'identifier les modes LP01, LP11, LP02, LP03.

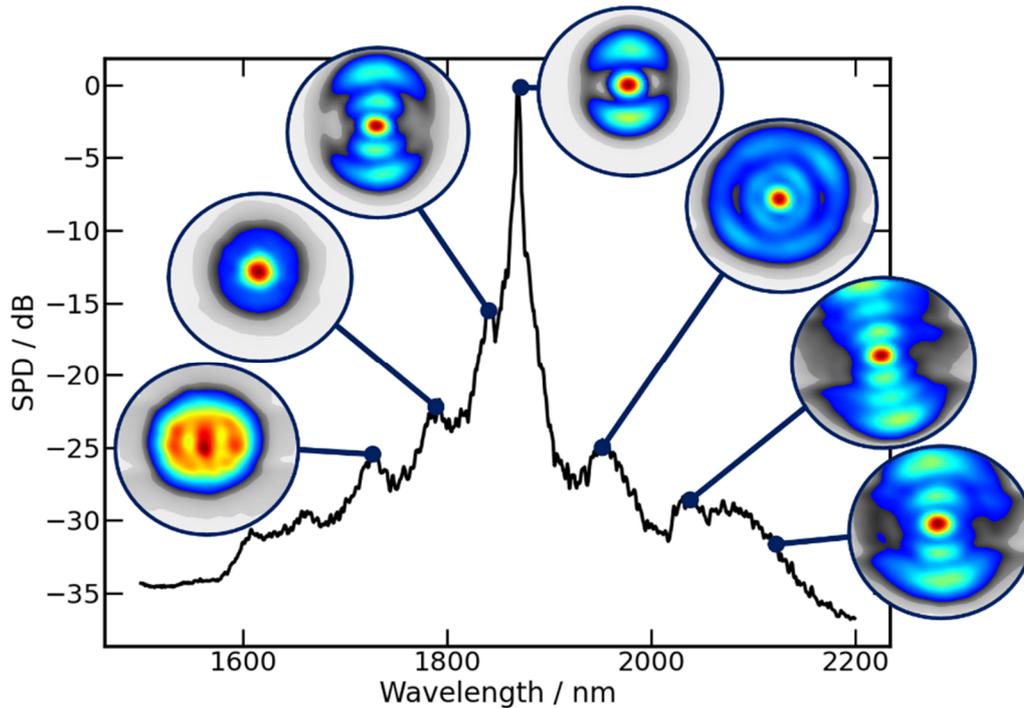


Figure 4 : Mesure SS de l'onde Stokes GPI en sortie d'une GIMF 62.5/125 ; le profil spectral représente le spectre moyenné sur plusieurs impulsions. (longueur de la fibre : 2 m).

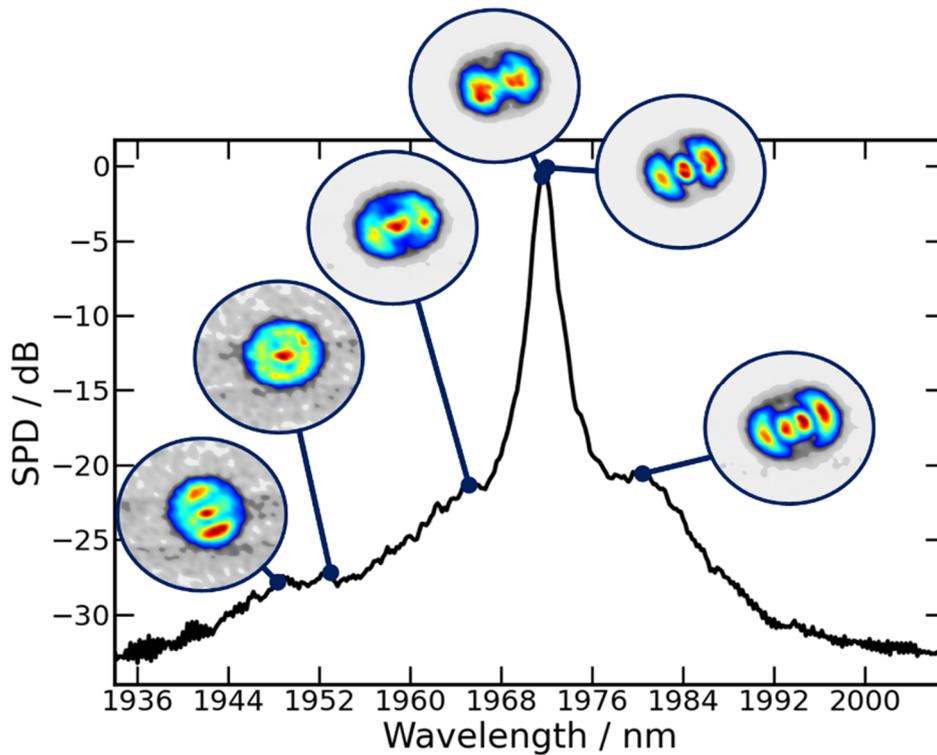


Figure 5 : Mesure SS de l'onde Stokes GPI en sortie d'une GIMF 52/125 Alcatel (longueur de la fibre : 2 m).

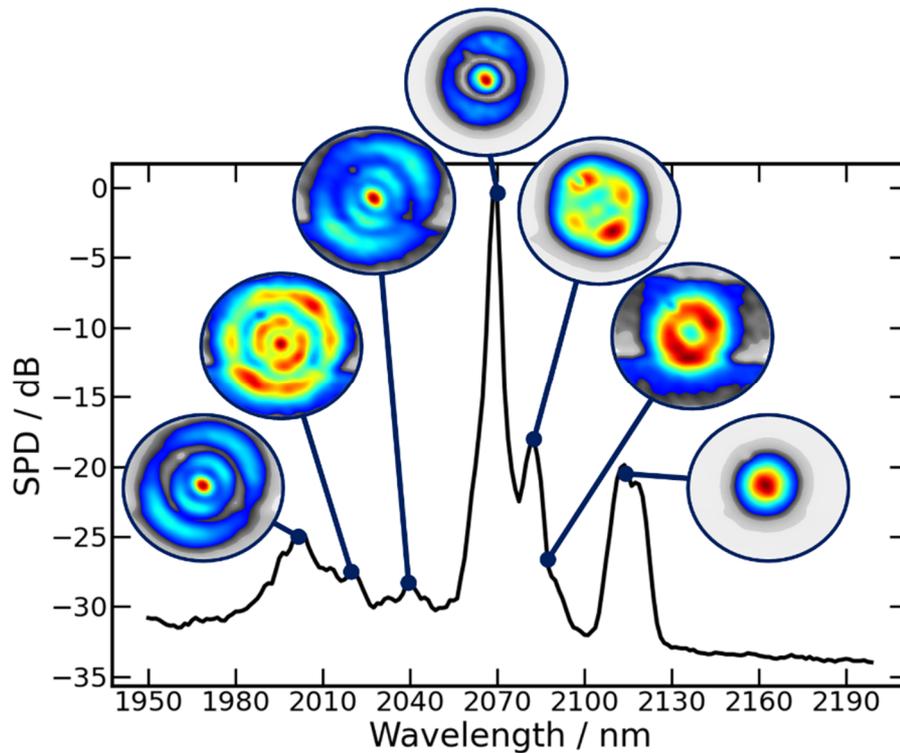


Figure 6 : Mesure SS de l'onde Stokes GPI en sortie d'une GIMF 50/125 Thorlabs (longueur de la fibre : 2 m).

La grande majorité de l'énergie est donc portée par une figure d'intensité transverse à trois lobes qui semble composée majoritairement de LP02. En vue d'application future, nous avons cherché à identifier sa composition. Pour cela, la GIMF (50/125) a été modélisée via un solveur de modes numérique. Nous avons ainsi montré que les différences d'indice effectif entre les modes LP02 et LP21 étaient très faibles de l'ordre de  $10^{-5}$ . Ces modes, qui sont donc quasiment dégénérés,

peuvent facilement s'échanger de l'énergie à cause des imperfections mécaniques de la fibre et des perturbations extérieures. La figure 7 compare des sommes en champ entre les modes LP02 et LP21 (avec différents poids énergétiques) avec les résultats obtenus par cartographie SS. Il est possible de voir que les figures expérimentales et les figures numériques correspondent quasiment parfaitement, ce qui tend à confirmer l'hypothèse de la somme de modes dégénérés.

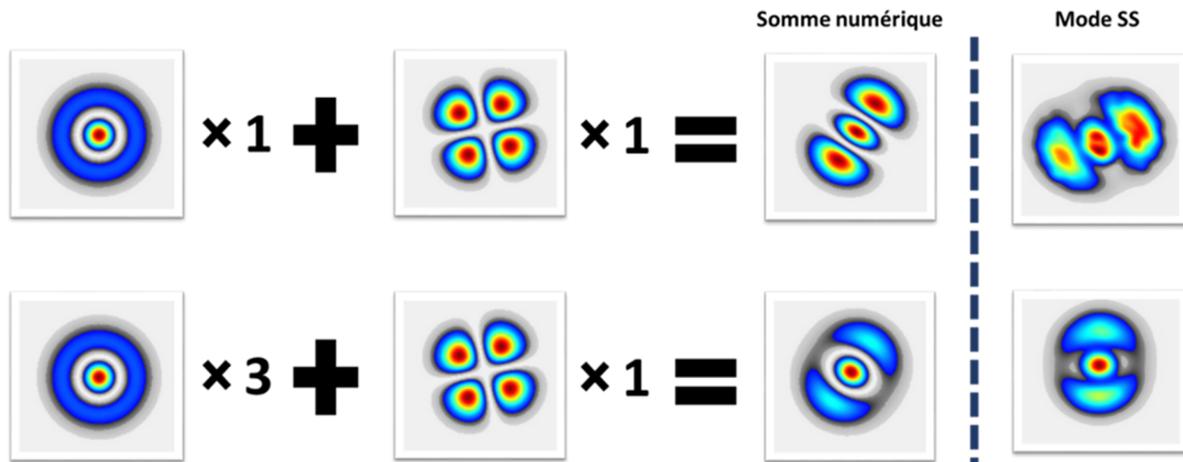


Figure 7 : Comparaison entre la somme en champ des modes LP02 et LP21 (pour des poids différents) et la répartition modale issue de la mesure SS de l'onde Stokes en sortie de deux GIMF (haut : 52/125 et bas : 62,5/125)

#### III.1.d. Étude numérique de l'aspect spatial de la raie Stokes GPI

Les simulations suivantes ont été réalisées par Alessandro Tonello.

Afin de modéliser les dynamiques SS des GPI, nous avons considéré une GIMF avec un rayon de cœur de  $R = 33 \mu\text{m}$ , et une différence maximale d'indice de cœur de  $\Delta = 0,027$ . Le modèle est basé sur une version scalaire de l'équation de Schrödinger non linéaire généralisée 3D+1 (GNLSE), comprenant : la diffraction, la contribution du guide d'ondes, la dépendance en fréquence de l'indice de réfraction, les pertes, l'effet Raman et l'effet Kerr.

Une séquence de faibles déformations aléatoires de la fibre est appliquée. Pour cela, la forme du cœur est déformée en une ellipse avec une orientation (uniformément distribuée) et une variation des axes de  $0,1 \mu\text{m}$  tous les 10 mm, aléatoires. Cette méthode permet de prendre en compte, au moins de manière qualitative, les déformations et contraintes physiques de la fibre à la base de la formation du speckle le long de la propagation.

Un exemple de nos résultats est illustré sur la figure 8 pour une intensité d'entrée de  $50 \text{ GW/cm}^2$  et une durée d'impulsion de 16 ps. L'intensité d'entrée a été augmentée par rapport à l'expérience afin de réduire la longueur de propagation et donc le temps de calcul. La longueur de fibre est ici de 0,25 m.

La figure 8 (a) montre le spectre de sortie de la bande latérale GPI Stokes. Les trois images de modes illustrent des exemples de formes spatiales du faisceau obtenues à la position spectrale correspondante identifiée par la ligne pointillée rose.

Le panneau (b) de la même figure illustre l'apparition des bandes latérales le long de la fibre. Avec une superposition graphique, nous rapportons également le déphasage  $\Delta k$  entre ondes Stokes, onde anti-Stokes et onde de pompe, en incluant la variation de fréquence de l'indice de réfraction  $n(\omega)$ .

En négligeant les contributions non linéaires aux vecteurs d'onde, on a  $\Delta k = k(\omega_S) + k(\omega_{AS}) - 2k(\omega_P)$ , où  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ . L'adaptation de phase est identifiée

graphiquement par le point de croisement  $\Delta k = 2\pi/\Lambda$  ; sa position est en excellent accord avec la solution numérique complète de la GNLSE 3D+1 ce qui valide l'hypothèse que nous avons faite en négligeant les contributions non linéaires aux vecteurs d'onde. Il est intéressant d'observer que la bande latérale GPI n'est pas composée d'un pic unique. Outre le pic dominant, il existe un pic satellite avec un contenu spatial différent. Ces simulations numériques permettent de confirmer la coexistence de différents profils spatiaux. Le manque de symétrie azimutale dans les faisceaux de sortie est le résultat de déformations multiples appliquées dans la méthode du pas approximatif (en supprimant le pas approximatif, la forme du faisceau serait de symétrie circulaire).

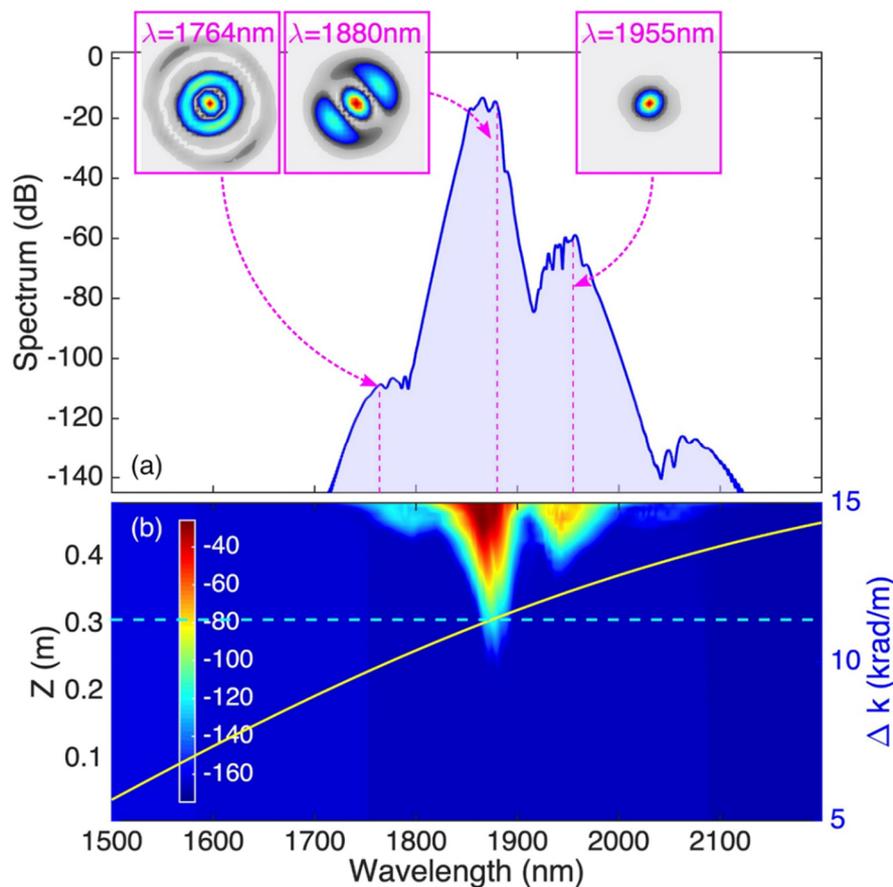


Figure 8 : (a) Spectre numérique dans  $Z = 0,25\text{ m}$  de GIMF. Les encarts montrent le profil spatial correspondant à chaque position spectrale sélectionnée (lignes pointillées). (b) Propagation en fonction de la longueur de la fibre ; mise en phase lorsque  $\Delta k$  (courbe jaune) croise la contribution du réseau périodique lié à l'auto-imagerie  $2\pi/\Lambda$  (ligne cyan en pointillés).

### III.1.e. Étude SS des raies anti-Stokes GPI

Dans un second temps, j'ai regardé la partie visible de la génération de raies paramétriques par GPI. Les spectres ont été enregistrés via un spectromètre CCD maya2000 pro ayant une bande spectrale allant de 200 nm à 1115 nm avec une résolution de 0,5 nm. Ce spectromètre a une dynamique de 30 dB. Les grandes différences de puissance entre les différentes ondes rendent la mesure difficile. En effet il est compliqué de détecter les raies énergétiquement faibles sans saturer le spectre. De plus il y a des raies parasites qui apparaissent à cause du repliement des longueurs d'onde sur le réseau du spectromètre. L'une des solutions est de filtrer le faisceau en amont de la fibre de collection.

Les trois figures 9, 10, 11 montrent la cartographie SS visible/proche IR du faisceau en sortie de GIMF 62,5/125. Sur la première figure, l'onde de pompe à 1064 nm est portée par une répartition transverse en forme de cloche due au processus d'autonettoyage non linéaire Kerr. Le premier pic anti-Stokes à 1017 nm est porté par plusieurs modes difficilement identifiables à cause de la faible conversion à ces longueurs d'onde.

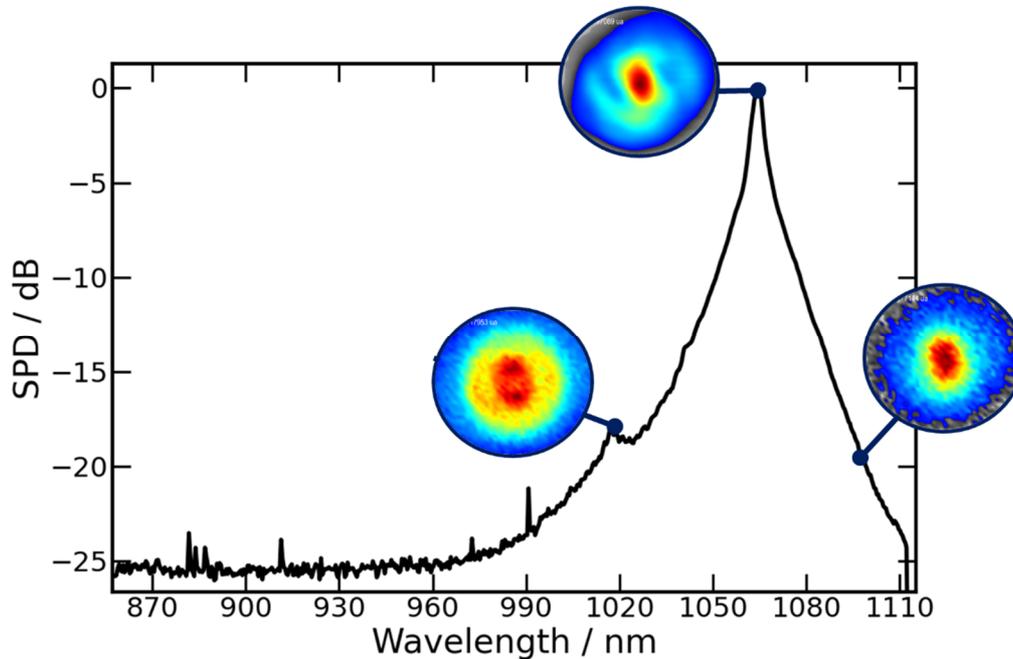


Figure 9 : Mesure SS de l'onde de pompe à 1064 nm en régime de GPI en sortie d'une GIMF 62.5/125 (longueur de la fibre : 2 m).

La figure suivante montre la cartographie SS sur la raie anti-Stokes d'ordre 1 centrée sur 732 nm. Contrairement à son pendant infrarouge, cette raie n'est portée que par le mode fondamental de la fibre. Il est à noter la présence d'un second pic à 775 nm dont l'origine et la forme ne sont pas encore élucidées. La piste de la conversion de la raie Stokes Raman à 1118 nm par effet GPI est privilégiée ce qui ouvre la voie à une conversion GPI large bande. Des simulations sont en cours pour confirmer cette hypothèse.

La figure montre aussi la répartition spatiale sur le second ordre de GPI à 660 nm. Cette raie est composée de 3 pics spectraux respectivement sur le LP11, le LP02 et le LP01.

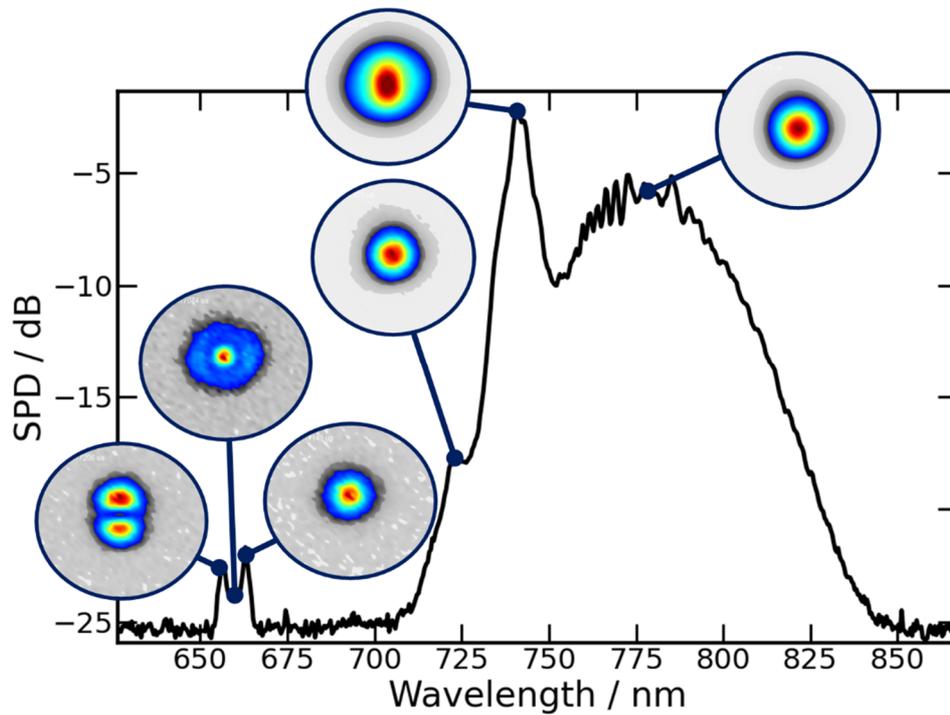


Figure 10 : Mesure SS de l'onde anti-Stokes GPI en sortie d'une GIMF 62.5/125 (longueur de la fibre : 2 m).

La figure 11 montre la répartition SS de l'énergie pour l'ordre 3 de GPI centré à 584 nm. Cette raie est composée de nombreux modes d'ordre bas. Nous voyons les modes LP01, LP11, LP02 et LP21, LP12.

Finalement, l'ordre 4 de GPI sort à peine du bruit à 477 nm sur un mode difficilement identifiable.

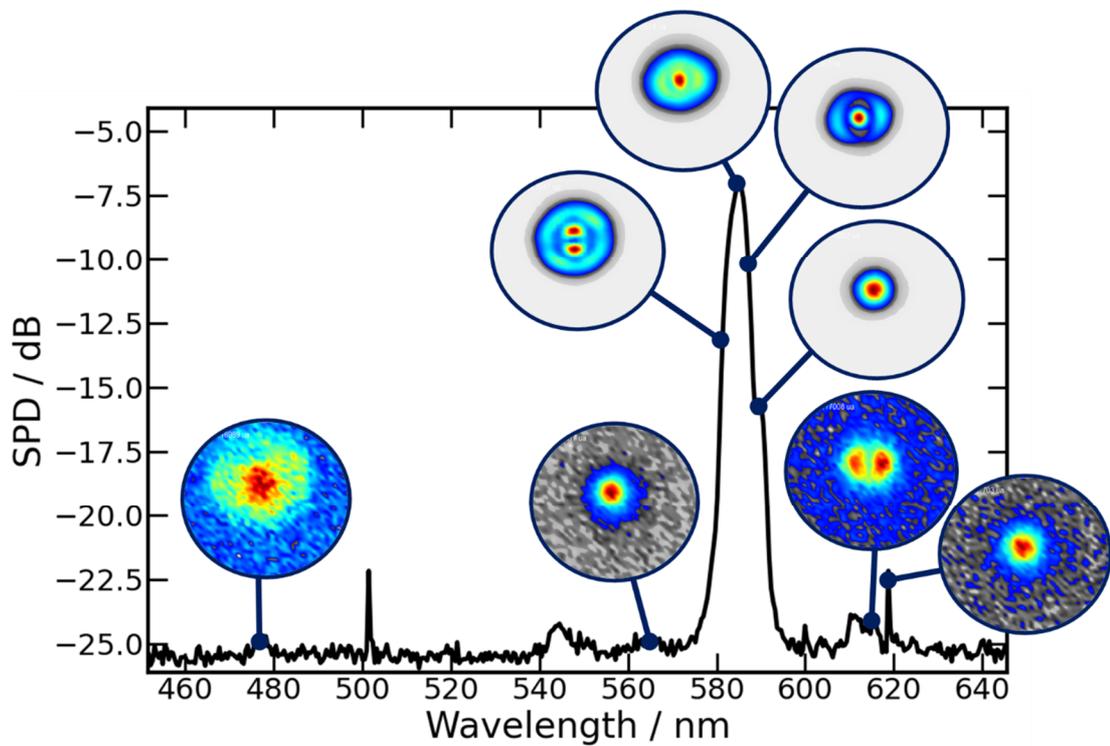


Figure 11 : Mesure SS de l'onde anti-Stokes GPI d'ordre 2 en sortie d'une GIMF 62.5/125 (longueur de la fibre : 2 m).

Les raies spectrales sans image de modes sur les figures précédentes sont des parasites inhérents au spectromètre.

### III.1.f. Cartographie SS sur la cascade Raman Stokes

Il a été démontré que le nettoyage Raman de faisceau dans les GIMF permettait d'obtenir progressivement des propagations de plus en plus nettoyées (en termes de composition modale) en fonction de l'augmentation des longueurs d'onde générées par la cascade SRS [Chiang 1992] [Chiang 1993] [Terry 2007]. Cet effet vient du fait que la probabilité de génération de gain Raman est plus importante sur le mode fondamental.

Comme vu au chapitre 1, la génération spectrale MIR par SRS Stokes est le moteur de la génération de supercontinuum dans les GIMF. Je me suis donc intéressé aux modes qui transportaient cette énergie grâce à la mesure SS.

Cette série d'expérimentation a été rendue difficile par l'absence de spectromètre couvrant toute la bande d'intérêt qui s'étale de 1000 nm à 2500 nm. Le premier pic Raman apparaît, pour un pompage à 1064 nm à 1115 nm. Le meilleur choix était l'OSA Yokogawa AQ6375 ayant une bande allant de 1200 nm à 2400 nm. Cet OSA ne possède pas de filtre anti-repliement, ainsi toute la partie visible du spectre signe dans la bande infrarouge. Le filtrage du faisceau avec un filtre passe-bas à 1200 nm limite le problème, mais ne permet pas de complètement supprimer les parasites (les raies visibles sont très énergétiques et l'OSA a une grande dynamique).

Un autre problème vient de la variation de la distance focale de la lentille en sortie de GIMF en fonction de la longueur d'onde. La focalisation du faisceau va varier longitudinalement. Cela implique que les modes obtenus par cartographie SS vont avoir des tailles qui vont varier avec la longueur d'onde à cause d'une focalisation moins bonne. L'une des solutions, qui n'a pas été mise en œuvre, est l'utilisation de miroirs paraboliques qui permettent la suppression de l'achromatisme de l'optique de collimation (ou de focalisation), mais qui ne supprime pas la chromaticité introduite par la face de sortie de la fibre.

Les figures suivantes montrent les mesures SS faites sur la génération de supercontinuum pour des puissances de pompe croissantes. La GIMF est une 50/125 Thorlabs pompée à 1064 nm.

La figure 12 montre la mesure SS au début du processus de SCG avec de l'énergie jusqu'à 1450 nm. Il est ainsi possible de voir que le maximum de l'énergie à 1200 nm est sur le mode fondamental. Cependant, le pied de la cascade Raman à 1350 nm est majoritairement représenté par des modes de type Laguerre-Gaussian (LG01- LG02) en forme de « donut ».

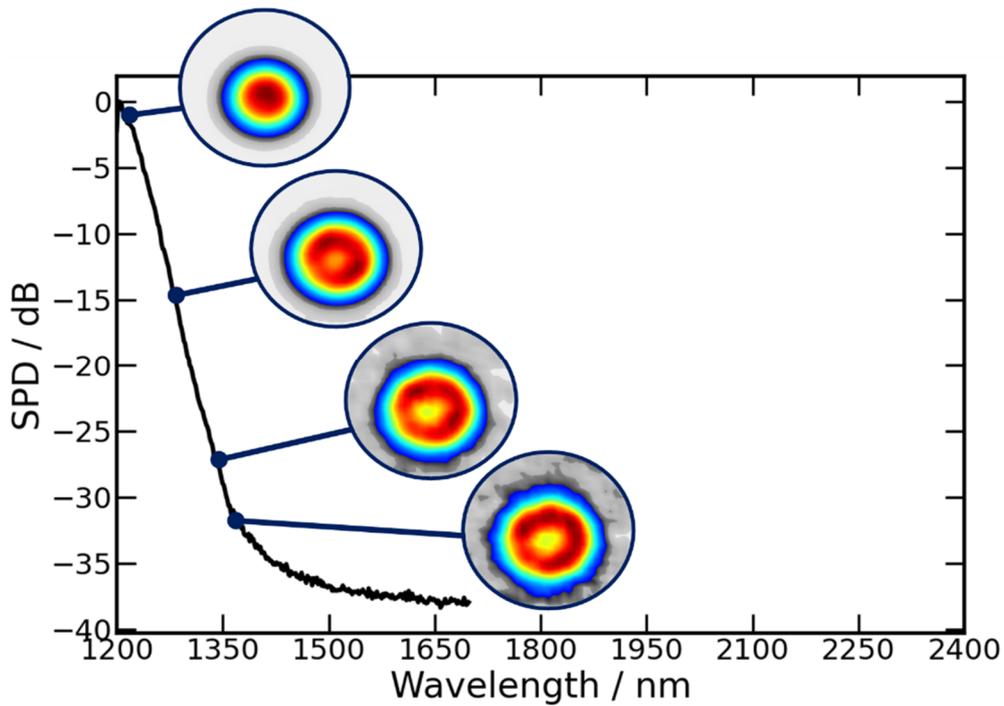


Figure 12 : Mesure SS de la cascade Raman en sortie d'une GIMF 50/125 ( $L_{\text{fibre}} = 5 \text{ m}$ )

La figure 13 montre la mesure SS du même faisceau pour une puissance légèrement plus forte. Le supercontinuum va jusqu'à 1600 nm. L'énergie est portée par le mode fondamental de la fibre sauf sur une bande étroite autour de 1350 nm où il est possible de distinguer une combinaison entre le mode fondamental et le mode LG01. Il est également à noter que la cascade Raman est principalement obtenue jusqu'à 1300 nm où la dynamique solitonique se met en place avec une génération spectralement continue par autodécalage solitonique. On ne peut également pas négliger la génération des ondes dispersives induites par les solitons qui augmentent le niveau spectral en deçà de la longueur d'onde de dispersion nulle (1300 nm).

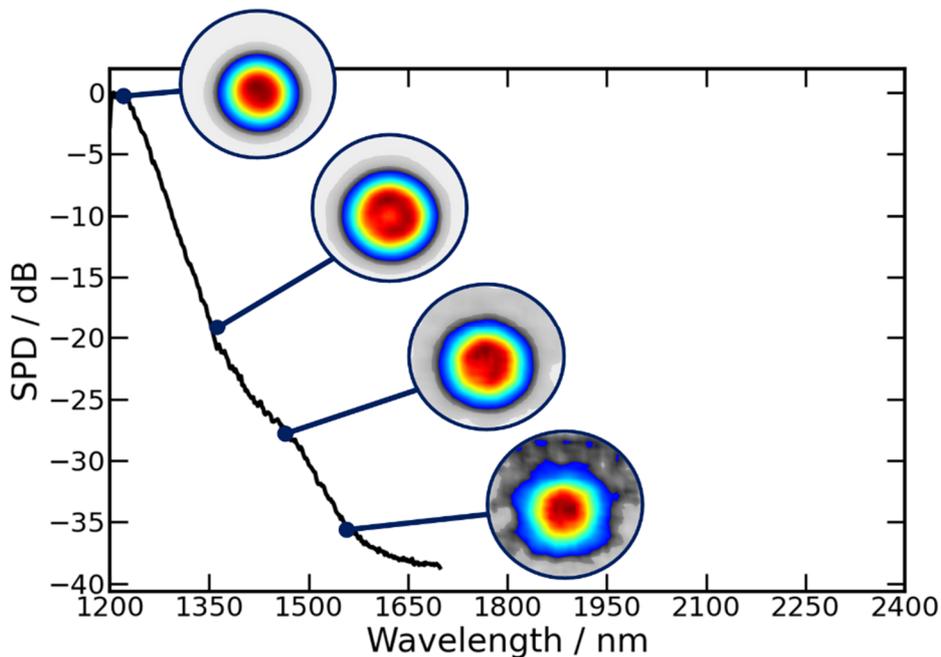


Figure 13 : Mesure SS de la cascade Raman en sortie d'une GIMF 50/125. La puissance de l'onde de pompe est légèrement augmentée par rapport à la figure précédente ( $L_{\text{fibre}} = 5 \text{ m}$ )

Finalement la figure 14 montre la cartographie SS pour une forte puissance de pompe. Le supercontinuum couvre toute la bande spectrale jusqu'à 2400 nm. Il est possible de voir que toute l'étendue spectrale est sur le mode fondamental. La différence de taille de faisceau entre les différentes longueurs est due à la focalisation par la lentille sur la fibre de collecte.

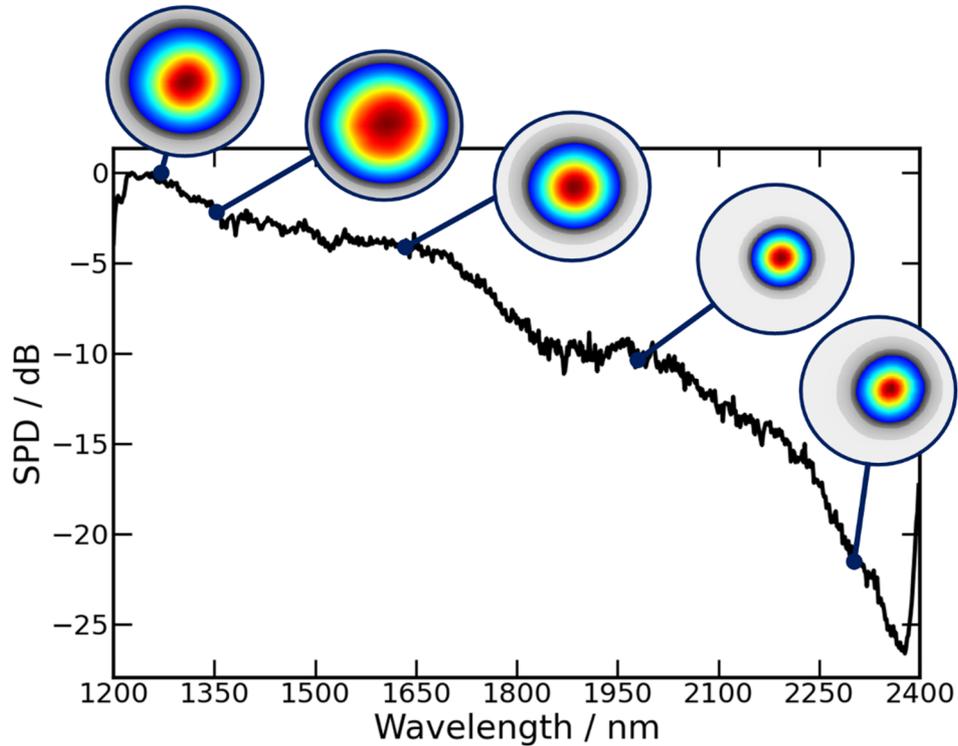


Figure 14 : Mesure SS de la cascade Raman en sortie d'une GIMF 50/125 à forte puissance de pompe ( $L_{\text{fibre}} = 5 \text{ m}$ )

Dans un second temps, j'ai voulu vérifier que la distribution d'intensité en forme de « donut » était bien composée de modes LP11. Pour cela j'ai essayé de le reproduire numériquement en sommant les modes LP11 selon les deux polarisations orthogonales. La figure suivante montre cette somme entre le mode LP11x (polarisé selon l'axe x) et le mode LP11y (polarisé selon l'axe y).

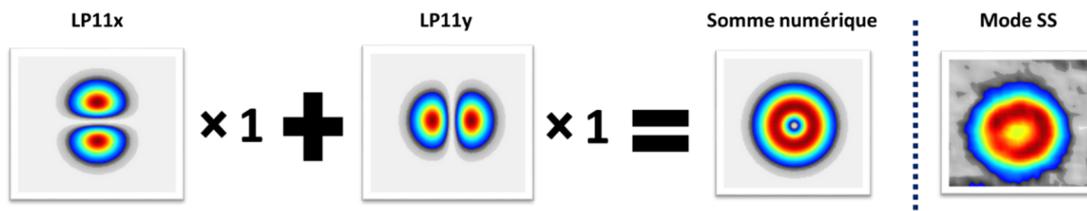


Figure 15 : Comparaison entre la somme en champ de mode LP11x et LP11y et la répartition modale issue de la mesure SS de la cascade Raman

### III.1.g. Conclusion

J'ai développé une nouvelle technique de cartographie spatio-spectrale 3D qui permet de capturer l'image transverse de l'intensité, résolue spectralement, d'un faisceau extrait d'une fibre multimode. Le principe repose sur la connexion d'un système de balayage du profil du faisceau avec un analyseur de spectre permettant de tracer, avec une grande dynamique, le spectre pour chaque position de balayage. La résolution spatiale du système dépend du déplacement spatial et de l'élément permettant de faire l'image agrandie du champ proche du faisceau de sortie. Dans mon cas j'ai pu l'estimer à environ  $0,6 \mu\text{m}$  soit une image composée de 1500 pixels. La résolution spectrale dépend du spectromètre et était ici de  $0,1 \text{ nm}$ . Cependant, il est important de souligner

que cette méthode n'est pas monocoup et nécessite une bonne stabilité de l'expérience dans le temps.

En utilisant cette technique, j'ai démontré que les bandes spectrales GPI Stokes et anti-Stokes sont composées de raies spectrales portées par des modes guidés d'ordres bas. J'ai constaté que les premières conversions Raman ne permettaient pas de complètement nettoyer le faisceau initial et que la montée progressive de la puissance pouvait permettre de converger vers le mode fondamental.

Je pense que cette méthode SS peut avoir une gamme d'applications bien plus large que l'exemple illustré dans le présent travail et peut aider à étudier les caractéristiques spatiales et la composition modale d'un faisceau laser à des longueurs d'onde qui ne sont pas disponibles en utilisant des filtres optiques standard du commerce. Grâce à la haute résolution spectrale qu'il permet d'atteindre, cet instrument peut également ouvrir la voie à d'autres recherches et, en fin de compte, conduire à une meilleure compréhension de la dynamique spatio-spectrale de la propagation des faisceaux multimodes et des sources lasers.

Ainsi, j'ai réalisé une analyse SS sur le décalage de solitons dans des fibres « few mode » et une mesure SS dans le processus d'amplification NL dans des fibres étirées. La figure 16 montre l'analyse SS de l'autodécalage d'un soliton à 2180 nm à partir d'une pompe femtoseconde à 1980 nm dans une fibre de Bragg, multimode, de 77  $\mu\text{m}$ . La mesure montre que le soliton est éjecté sur un mode fondamental, malgré le contenu multimode de la pompe. Ces résultats seront développés dans des travaux futurs.

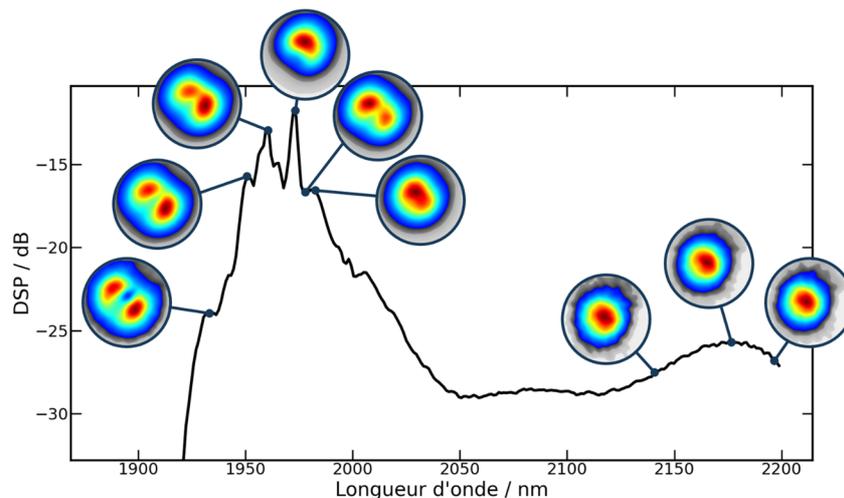


Figure 16 : Cartographie SS du processus de décalage solitonique dans une fibre de Bragg de 77 $\mu\text{m}$  de diamètre

## III.2. Amplification d'une raie paramétrique à 1870 nm

### III.2.a. Introduction

Comme vu dans le chapitre 1, la SCG dans le MIR fait l'objet de nombreuses activités de recherche. L'une des solutions pour réaliser ces supercontinuum est d'utiliser une cascade de fibres non linéaires capables de générer et de guider des faisceaux MIR. Classiquement ces systèmes sont pompés par des impulsions de forte puissance dans la gamme spectrale autour de 2  $\mu\text{m}$  ou de 1.5  $\mu\text{m}$ . Ce choix est directement lié à deux considérations :

- Ces gammes spectrales sont proches des longueurs d'onde MIR à atteindre. Cela implique moins de perte énergétique et moins d'effets parasites à prendre en compte dans la cascade de fibre.
- Ces longueurs d'onde tombent dans la bande d'émission stimulée de l'Erbium (1500 nm - 1600 nm), du Thulium (1700 nm - 2100 nm) ou de l'holmium (1900 nm - 2100 nm). Il est ainsi possible, et relativement simple, de réaliser des systèmes d'amplification fibrés émettant les impulsions courtes.

Ces systèmes de pompe sont composés d'un étage oscillateur suivi d'un ou plusieurs étages d'amplification. Cet oscillateur permet de générer les impulsions à amplifier. Classiquement, il est basé sur une architecture laser à modes synchronisés relativement compliquée à mettre en place et à stabiliser.

Ici, nous remplaçons cet étage oscillateur par un montage basé sur la génération de bande spectrale GPI dans une GIMF 62/125 pompée à 1064 nm. Cette bande latérale Stokes GPI centrée sur 1870 nm tombe dans la plage d'amplification des fibres dopées au thulium. Nous pouvons donc l'amplifier, pour obtenir une pompe picoseconde microjoule, dont le spectre est finalement élargi dans un segment de fibre optique InF<sub>3</sub> pour obtenir un supercontinuum allant de 1,7  $\mu\text{m}$  à 3,4  $\mu\text{m}$ .

### III.2.b. L'amplification Thulium

Le thulium est une terre rare qui possède 12 niveaux d'énergie [Renard 2012]. Les quatre premiers sont représentés sur la figure 17. L'inclusion de ces ions dans une matrice vitreuse (silice) permet d'élargir ces niveaux discrets en un ensemble de sous-niveaux ayant une largeur totale pouvant dépasser 500  $\text{cm}^{-1}$ . Ainsi le thulium peut émettre et absorber des rayonnements sur des bandes relativement larges.

Dans le cadre de l'amplification de faisceau autour de 2  $\mu\text{m}$ , il est possible d'utiliser la transition du niveau  $^2\text{F}_4$  vers le niveau  $^3\text{H}_6$ . Dans la littérature, il y a trois moyens de pompage optique qui sont employés : le pompage vers le niveau  $^3\text{H}_4$ , le pompage vers le niveau  $^3\text{H}_5$ , et le pompage résonant sur le niveau  $^3\text{F}_4$ . Le pompage du niveau  $^3\text{H}_4$  est le plus couramment utilisé. Il permet d'utiliser directement des diodes de puissance émettant à 790 nm. Ces diodes utilisent des technologies bien maîtrisées et rependues. Ce pompage direct permet de simplifier la construction de l'amplificateur. De plus, le rendement quantique (énergie perdue entre le photon de pompe et le photon stimulé), qui est initialement mauvais (40%), peut être théoriquement augmenté jusqu'à 80% (60% expérimentalement) grâce à la relaxation croisée. En effet, l'énergie émise par la transition entre le niveau  $^3\text{H}_4$  et le niveau  $^3\text{F}_4$  peut être utilisée pour exciter un autre ion thulium au niveau  $^3\text{F}_4$ , et permettre ainsi une deuxième émission stimulée avec le même photon de pompe.

Le pompage du niveau  $^3\text{H}_5$  nécessite des rayonnements dans la gamme des 1100 nm à 1200 nm. L'une des solutions était le co-dopage du thulium par des ions ytterbium. Cette solution est vite

tombée en désuétude due à des problèmes de photo-noircissement et à l'efficacité supérieure du pompage à 790 nm (grâce à la relaxation croisée). Cependant, dans notre système le spectre en sortie de la GIMF contient une forte densité de puissance dans cette gamme spectrale (due à la SRS de l'onde de pompe à 1064 nm). Ainsi, la question de l'autopompage de la fibre thulium s'est posée et des travaux pour répondre à cette question sont prévus pour la suite.

Finalement, il est possible de pomper le Thulium à la résonance sur le niveau  $^3F_4$  dont la section efficace d'absorption est large de 200 nm autour de 1650 nm. La séparation de la bande  $^3F_4$  en plusieurs sous-niveaux permet d'obtenir les mêmes conditions thermodynamiques pour l'inversion de population qu'un système à trois niveaux classique. Le rendement quantique du pompage à la résonance approche les 75%. Cependant, il n'existe pas encore de diode de puissance dans la gamme spectrale des 1600 nm. Il est donc nécessaire de fabriquer une source de puissance à base de fibres dopées erbium (émission autour de 1550 nm) pompées par des diodes à 976 nm. Le rendement des amplificateurs erbium atteint les 40% ce qui réduit le rendement global de l'amplificateur thulium final. Ce type de pompage peut être intéressant pour résoudre les problèmes thermiques dans la fibre thulium finale.

Dans le cadre de ce travail, j'ai choisi d'utiliser le pompage à 1550 nm via une source erbium fibrée et monomode. Ce choix s'est fait à cause de la nécessité de pomper la fibre thulium à cœur simple « *single-clad* » avec un rayonnement monomode. Malheureusement, les diodes à 793 nm de forte puissance (supérieure à 200 mW) ne sont pas monomodes spatialement.

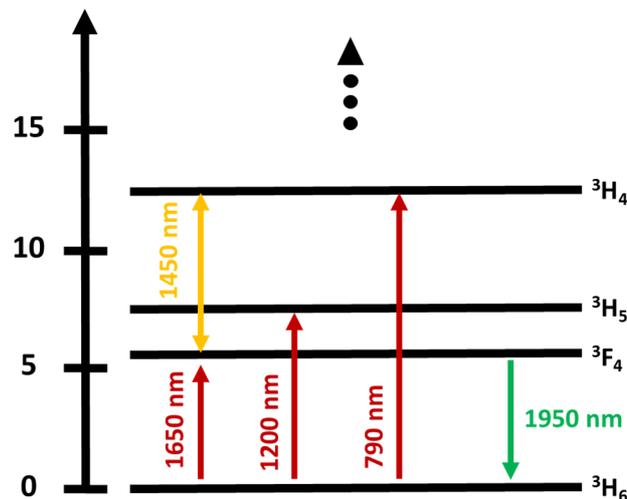


Figure 17 : Diagramme d'énergie du thulium

### III.2.c. Montage de l'amplificateur

Comme montré sur la figure suivante, les fibres dopées au thulium disponibles ont des maximums d'émission autour de 1850 nm. Ainsi, j'ai fait le choix d'utiliser la raie GPI en sortie de la GIMF 62.5/125 centrée sur 1870 nm. L'onde de pompe de la fibre multimode initiale est centrée sur 1064 nm avec une durée de 65 ps et une cadence de 1 MHz. Pour une puissance d'entrée de 900 mW, la puissance sur la raie GPI Stokes est de 10 mW. Il est à noter que je n'ai pas pu mesurer la durée d'impulsion de la raie paramétrique faute d'instrument adapté (#50 ps).

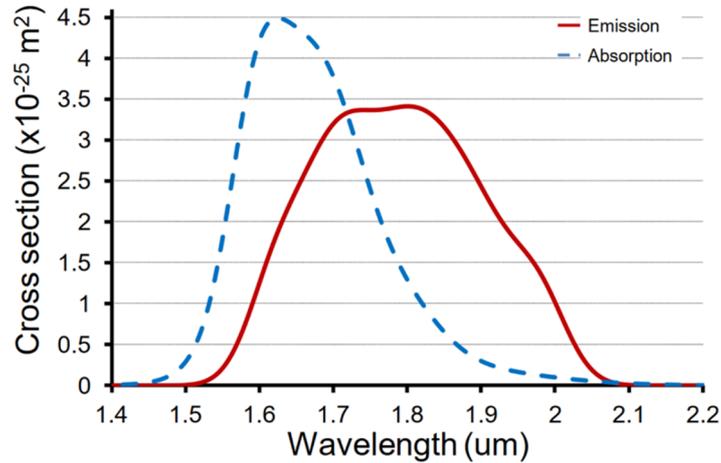


Figure 18 : Émission (rouge) et absorption (bleu) du thulium dans la zone spectrale allant de 1,4  $\mu\text{m}$  à 2,2  $\mu\text{m}$

Afin d'éviter la déformation de l'impulsion par effet non linéaire, j'ai choisi une fibre amplificatrice avec une aire effective large. Ainsi, l'amplificateur est basé sur une fibre 10/18/125 dopée Thulium de 1,5 m de long fabriquée par le PhLAM dans le cadre du projet ANR UBRIS2. La figure 19 montre le profil d'indice de la fibre. Il est possible de voir la présence d'un anneau autour du cœur. Cette fibre a initialement été conçue pour faire de l'amplification parabolique d'impulsion femtoseconde tout en gardant une aire effective large. Cette fibre volontairement légèrement multimode, avec une large aire modale, a permis d'obtenir nos meilleurs résultats d'amplification. On peut également constater que le profil d'indice de réfraction n'est pas plat, mais plutôt proche d'un profil parabolique ce qui pourrait bénéficier à une autosélection modale sur le principe de l'autonettoyage Kerr.

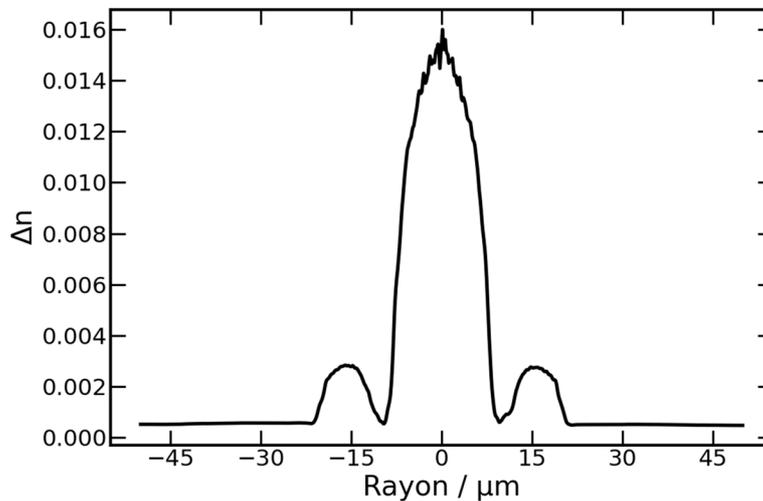


Figure 19 : Profil d'indice de la fibre Thulium utilisée dans l'amplificateur

Cette fibre est pompée à 1560 nm par un oscillateur laser erbium lui-même pompé à 980 nm. Il est possible d'observer sur la figure 20 le schéma de cette source. La pompe est composée d'un premier étage erbium permettant de créer le signal continu à 1560 nm. Ce signal est généré dans une cavité type Fabry-Perot composée d'un tronçon de 80 cm de fibre erbium 10/125 issue de la technologie poudre du laboratoire Xlim, suivie d'une bobine de 200 m de SMF 28 (pour éviter la mise en place d'un régime laser chaotique). La cavité est fermée par deux réseaux de Bragg et est pompée par une diode à 980 nm délivrant 400 mW de puissance. Le signal moyen en sortie de cet étage fait une centaine de mW et est centré sur 1560 nm. Il est ensuite injecté dans le deuxième

étage d'amplification forte puissance, basée sur une fibre Yb/Er monomode LMA 10/128 de type « double clad » (DCF-EY-10/128H). Cette fibre est pompée par deux diodes à 980 nm délivrant une puissance maximale de 4,5 W chacune. Il est ainsi possible d'extraire de notre MOPA de pompe une puissance maximum de 1,7 W (réglable) continue centrée sur 1560 nm.

Cette source de pompe avait initialement été montée par Geoffroy Granger, postdoctorant dans notre équipe.

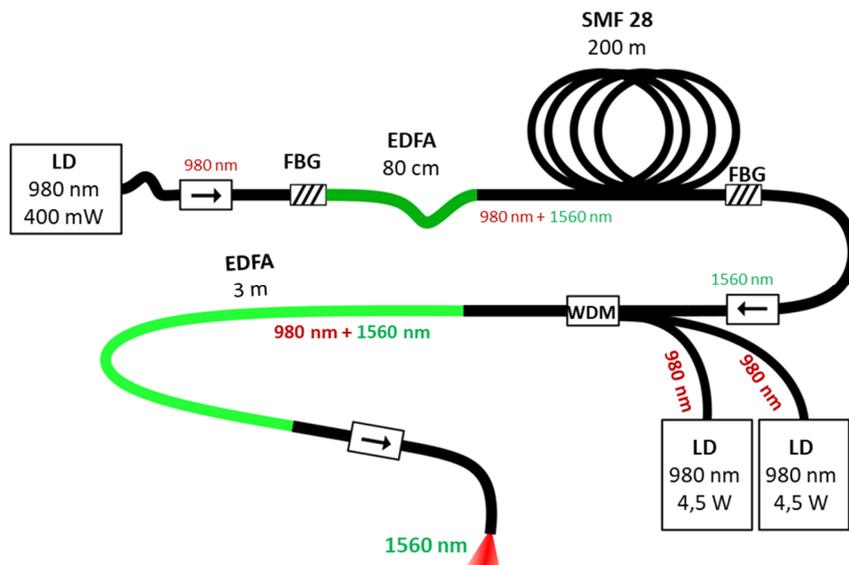


Figure 20 : Schéma expérimental de la pompe erbium

Le montage expérimental est présenté sur la figure 21. Le pompage cœur de la fibre thulium se fait en contra-propagatif afin de limiter l'émission d'ASE.

L'objectif étant la génération d'un supercontinuum vers le moyen infrarouge, j'ai ajouté une fibre permettant d'étendre le spectre dans le MIR à la sortie de l'amplificateur. La fibre choisie est une fibre indium fluorée ( $\text{InF}_3$ ) fabriquée par la société *Le Verre Fluoré* de 9,5  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur et de 10 m de long qui a un zéro de dispersion autour de 1,8  $\mu\text{m}$ . Sa fenêtre de transmission s'étend du visible jusqu'aux alentours de 5  $\mu\text{m}$ .

La forte différence de température de fusion entre les verres fluorés et la silice rend la soudure, entre deux de ces fibres, extrêmement compliquées. Ainsi, l'injection dans la fibre  $\text{InF}_3$  se fait par couplage de proximité (« butt coupling »).

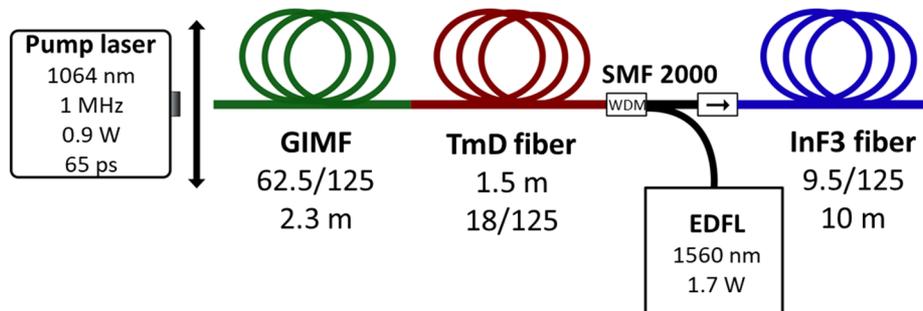


Figure 21 : Montage expérimental de l'amplification des GPI

### III.2.d. Résultats d'amplification

Une fois l'amplificateur monté, j'ai pu étudier l'amplification de la raie paramétrique GPI à 1870 nm. Sur la figure 22, à gauche, il est possible de voir l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe à 1560 nm. Au maximum de puissance de pompe, c'est-à-dire à 1,6 W moyen, le signal à 2  $\mu\text{m}$  en sortie d'amplificateur fait 130 mW ce qui correspond à un gain sur le signal, de sortie de GIMF, de 11 dB. Il est à noter que pour les plus fortes puissances de pompe, la cavité formée par la fibre amplificatrice et les deux interfaces air/silice a tendance à osciller. Cela conduit à la formation d'un signal résonnant, marqué par des pics spectraux fins et intenses. Ces pics peuvent endommager l'amplificateur et sont à éviter. Ces oscillations parasites peuvent apparaître à forte puissance de pompe malgré les « cleave » faites avec un angle de  $7^\circ$  (afin de minimiser la réflexion de Fresnel) à l'entrée et à la sortie de l'amplificateur.

La partie droite de la figure montre l'évolution du spectre en sortie de l'amplificateur pour plusieurs puissances de pompe. Pour de faibles puissances de pompe, le signal est amplifié de manière quasiment linéaire. Ensuite, à partir de 400 mW de pompe, la forte puissance crête des impulsions déclenche des effets non linéaires. Ainsi une génération de supercontinuum par effet d'autodécalage solitonique apparaît. Celui-ci s'étale de 1800 nm à 2400 nm. Après cette limite, le spectre généré est absorbé par la silice. Cela limite l'efficacité de notre amplificateur.

L'une des solutions pour limiter cette cascade Raman serait d'utiliser des fibres thulium à plus large aire effective, ou de faire un amplificateur thulium non fibré.

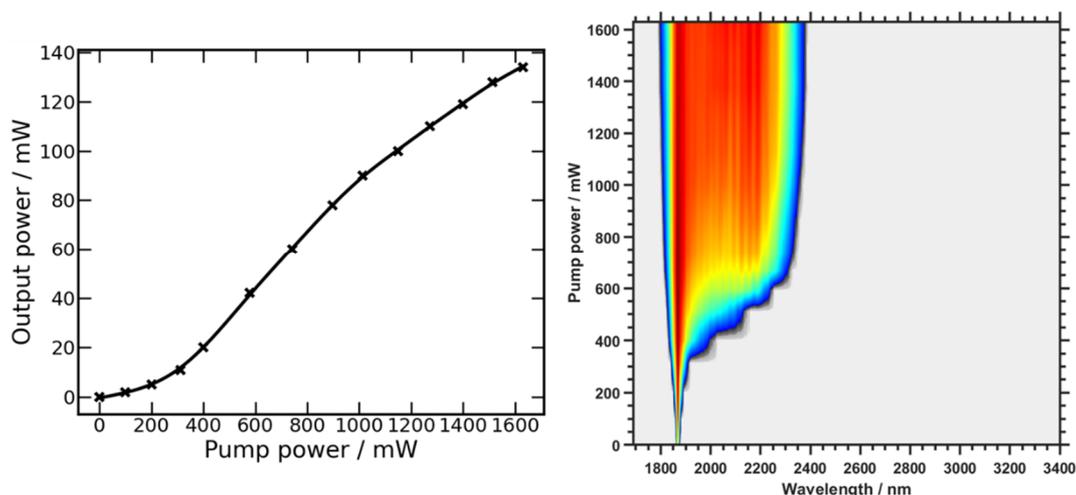


Figure 22 : (Gauche) puissance mesurée à la sortie de l'amplificateur à fibre dopée au Tm en fonction de la puissance de la pompe. (Droite) évolution correspondante du profil spectral.

La sortie de l'amplificateur a ensuite été couplée dans la fibre  $\text{InF}_3$  par « butt coupling » afin de déclencher de la SCG MIR. La figure 23 montre le résultat de cette génération en fonction de la puissance de pompe de l'amplificateur. Avec une puissance de pompe de 1.6 W, le signal en sortie de la fibre  $\text{InF}_3$  fait 76 mW sur toute la bande spectrale.

Sur la partie droite de la figure 23, il est possible d'observer l'évolution du spectre en sortie de la fibre  $\text{InF}_3$  en fonction de la puissance de pompe de l'amplificateur. Au maximum de puissance, la fibre fluorée permet d'étendre le spectre jusqu'à 3,4  $\mu\text{m}$ . Le mécanisme non linéaire est également basé sur la propagation de solitons et sur leur autodécalage spectral à cause de l'influence du gain Raman. On peut également noter que la longueur d'onde de dispersion nulle dans la fibre  $\text{InF}_3$  est proche de 1,8  $\mu\text{m}$ .

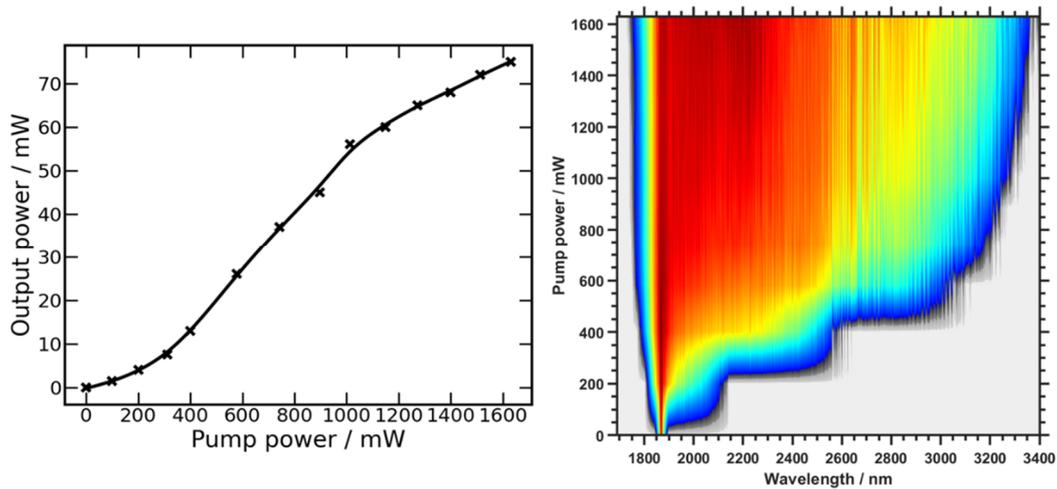


Figure 23 : (Gauche) Puissance mesurée à la sortie de la fibre InF<sub>3</sub> en fonction de la puissance de la pompe. (Droite) Évolution correspondante du profil spectral.

La figure 24 montre les caractéristiques spectrales de notre SCG MIR au maximum de puissance de pompe. Le spectre en sortie de GIMF est représenté en bleu, le spectre en sortie d’amplificateur en vert, le spectre en sortie de fibre InF<sub>3</sub> en rouge. L’image incrustée est l’image en champ proche de la sortie de la fibre fluorée qui est monomode transverse (longueur d’onde : 1800 nm 2400 nm).

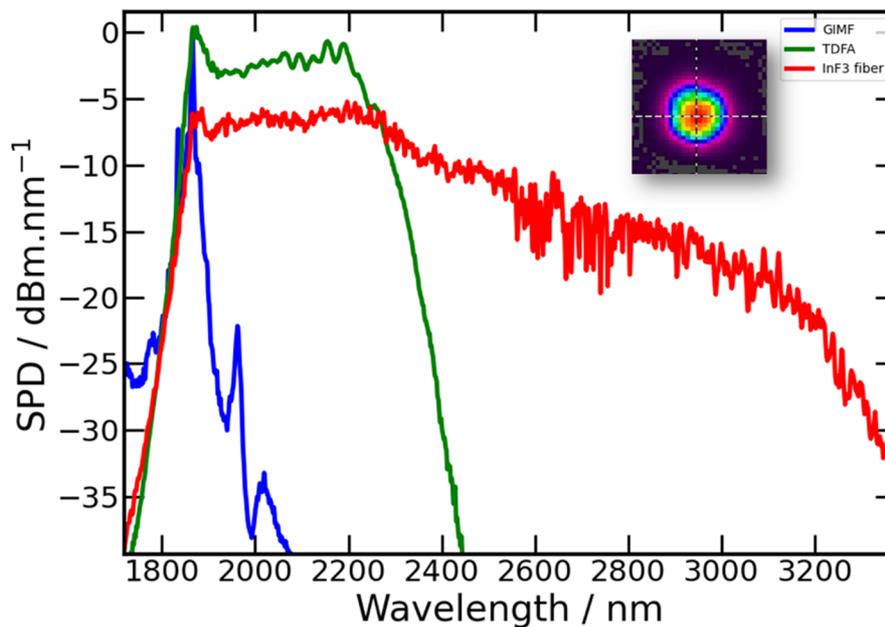


Figure 24 : Comparaison des spectres expérimentaux obtenus à la sortie de la GIMF incluant uniquement la bande latérale Stokes GPI (courbe bleue), à la sortie du TDFA (courbe verte), et à la sortie de la fibre InF<sub>3</sub> (courbe rouge). SPD : densité spectrale de puissance. Encarts : image en champ proche du faisceau de sortie de la fibre InF<sub>3</sub>.

### III.2.e. Conclusion sur l’amplification

J’ai démontré ici que la génération d’un spectre large dans le moyen infrarouge était possible, et cela, à partir d’une fibre multimode à gradient d’indice pompée par un laser à fréquence de répétition accordable à 1064 nm. Cette source est réalisée en pompant une fibre MIR InF<sub>3</sub> avec l’impulsion issue de l’amplification thulium de la raie paramétrique GPI à 1870 nm, générée dans la fibre multimode.

Le montage amplificateur est composé d'une fibre thulium à large cœur, pompée de manière contra-propagative par une source laser continue erbium. Cette pompe émet un rayonnement continu à 1560 nm avec une puissance ajustable jusqu'à 1,7 W.

Une amplification d'un facteur proche de 11 dB, avec une puissance de sortie de 130 mW et une fréquence de répétition de 1 MHz a été obtenue. Cependant, le signal GPI initial, déjà de forte puissance crête, est rapidement soumis aux non-linéarités de la fibre Thulium. Cela se traduit par la génération d'un supercontinuum allant de 1,7  $\mu\text{m}$  jusqu'à 2,4  $\mu\text{m}$  à la sortie de l'amplificateur.

Le spectre en sortie de l'amplificateur a ensuite été élargi dans une fibre indium fluorée. Cela nous a permis d'obtenir un supercontinuum allant jusqu'à 3,4  $\mu\text{m}$  avec 76 mW de puissance moyenne.

Dans l'état actuel, le spectre et le fort taux de répétition de cette source MIR pourraient se révéler intéressants pour des applications de cartographie par spectroscopie infrarouge. La raie fondamentale d'absorption infrarouge des groupes  $\text{CH}_3$  et  $\text{CH}_4$  se trouve dans cette zone spectrale. De plus, il semble possible d'améliorer les performances de l'amplificateur via une optimisation des différentes longueurs de fibres, ou en utilisant une fibre thulium à plus gros cœur.

### III.3. Génération de supercontinuum MIR basée sur une fibre multimode à gradient d'indice

#### III.3.a. Introduction

Dans le travail précédent, j'ai généré un continuum MIR jusqu'à  $3,4 \mu\text{m}$  par l'intermédiaire de l'amplification thulium d'une raie paramétrique MIR en sortie d'une GIMF. J'étais cependant limité par la puissance pouvant sortir de l'amplificateur à  $1870 \text{ nm}$ . Cette limite en puissance m'a, ici, amené à considérer la possibilité de pomper directement une cascade de fibres transparentes dans le moyen infrarouge, constituée d'un morceau de fibre  $\text{InF}_3$  et d'une fibre chalcogénure, afin d'augmenter la largeur du supercontinuum.

Le déclenchement de la SCG MIR nécessite de pomper la cascade de fibre MIR avec un faisceau de forte densité de puissance dans la zone spectrale proche de  $1,8 \mu\text{m}$  (zéro de dispersion de la fibre  $\text{InF}_3$ ).

Pour ces expériences, j'ai accès à un laser picoseconde à  $1064 \text{ nm}$ . Les GIMF pompées par ces impulsions peuvent générer le spectre nécessaire par l'intermédiaire de la combinaison du gain Raman, des effets paramétriques géométriques et des propagations solitoniques. Ces effets transfèrent l'énergie de l'onde de pompe vers d'autres composantes spectrales ayant de plus hautes longueurs d'onde. Toutefois, une compétition entre l'autodécalage Raman des solitons et la génération des ondes GPI est clairement observée. Cette génération paramétrique peut être fortement minimisée en jouant sur l'injection initiale de l'onde pompe à  $1064 \text{ nm}$  dans la fibre multimode, mais aussi en orientant le vecteur polarisation de l'onde initiale. Dans ces conditions, j'ai déterminé lequel de ces effets est le meilleur pour construire un supercontinuum infrarouge à partir des éléments déjà présentés précédemment.

#### III.3.b. Matériel expérimental

Le banc expérimental est basé sur un laser picoseconde délivrant des impulsions de  $65 \text{ ps}$  à  $1064 \text{ nm}$ . La fréquence de répétition choisie est de  $70 \text{ kHz}$ . La puissance crête et l'énergie des impulsions en sortie du laser étaient respectivement de  $190 \text{ kW}$  et de  $12 \mu\text{J}$ . Le faisceau est injecté dans une GIMF (50/125, ON = 0,2) de  $7 \text{ m}$  de long. Cette longueur de fibre a été déterminée expérimentalement, de manière empirique, comme étant optimum pour la SCG. Le faisceau d'entrée a une taille proche du mode fondamental de la fibre afin d'obtenir facilement une propagation sur un faible nombre de modes et afin de maximiser la puissance injectée dans fibre.

Comme on peut le voir sur la figure 25, une fois la caractérisation du faisceau faite à la sortie de la GIMF, j'ai rajouté la cascade de fibres MIR afin d'étendre le spectre vers les longueurs d'onde moyen infrarouge. Cette cascade est d'abord composée d'une fibre Indium fluoré ( $\text{InF}_3$ ) 9,5/125 de  $10 \text{ m}$  de long avec une ON de 0,21, permettant d'étendre le spectre jusqu'à  $4,3 \mu\text{m}$ . La sortie de cette fibre est ensuite couplée dans une fibre chalcogénure ( $\text{AsS}$ ) 9,5/125 de  $5 \text{ m}$  de long avec une ON de 0,3. Son zéro de dispersion est à  $4,9 \mu\text{m}$ .

Les spectres sont mesurés avec trois analyseurs de spectre différents : un ANDO  $0,35\text{-}1,7 \mu\text{m}$ , un Yokogawa  $1,5\text{-}3,5 \mu\text{m}$ , et un monochromateur permettant de visualiser le spectre jusqu'à  $20 \mu\text{m}$ .

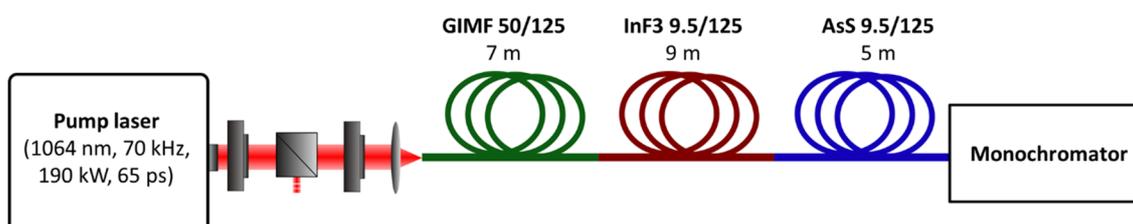


Figure 25 : Montage expérimental pour obtenir la SCG MIR de 750 nm à 6300 nm

### III.3.c. Montée en puissance des GIMF : utilisation d'un end-cap

La densité spectrale de puissance du supercontinuum en sortie de GIMF est directement liée à la puissance initialement couplée. La montée en puissance dans ces fibres est limitée par le seuil d'endommagement de la fibre.

Une densité de puissance trop élevée sur l'interface air/silice détruit la face d'entrée de la GIMF. Ce seuil de claquage diminue avec le dopage en germanium du cœur de la fibre. Ainsi, il n'est pas possible de dépasser des puissances de l'ordre de 50 kW (ns/ps) dans les GIMF 50/125 (taux de germanium de 11% ( $\Delta n = 0,015$ ), et 18 % pour une 62.5/125, ( $\Delta n = 0,027$ )).

De manière plus générale, la description des dommages réalisés par des impulsions picosecondes et nanosecondes implique des effets électroniques d'avalanche induits par le champ ainsi que l'échange thermique entre les électrons et la matrice de silice. L'énergie libérée peut alors provoquer une fusion ou une fracturation. Les seuils de claquage mesurés peuvent varier d'un facteur 100 ou plus en fonction des structures ce qui introduit un possible effet statistique sur le seuil de dommage. Il est également important de noter qu'il y a une différence notable entre les dommages obtenus au sein même de la matière et ceux observés sur l'interface air/silice par exemple. Les irrégularités, rugosité ou saleté étant des précurseurs possibles pour le départ des dommages. Ce sujet a été présenté par A.V. Smith *et al.* dans [Smith 2008]. Ils ont montré qu'en polissant correctement la face d'entrée de la fibre, le seuil de dommage aux interfaces pouvait être égal au seuil de dommages dans le matériau. Pour des impulsions de 8 ns, des dommages dans la silice pure ont été trouvés à un éclairement d'environ  $4,75 \pm 0.25 \text{ kW}/\mu\text{m}^2$ . Pour des impulsions de 14 ps, le seuil de dommage augmente d'un facteur trois. Je dois souligner que ces observations ne concernent pas un faisceau multimode qui peut localement avoir des variations de densité de puissance très fortes.

La solution que j'ai mise en œuvre pour contourner ce problème est de rajouter un « end-cap » à l'entrée de la fibre. Le « end-cap » consiste à souder un morceau de fibre à gros cœur en silice de faible longueur (ici inférieure au mm) à l'extrémité de la GIMF. La figure 26 montre une simulation BPM 2D de la propagation d'un faisceau laser monomode transverse à l'entrée de notre GIMF avec un « end-cap ». Il est possible de voir que la focalisation se fait sur l'interface silice/silice dopée Ge, moins sensible à la puissance. La focalisation du faisceau initial se fait au même endroit que sans « end-cap » ce qui permet de conserver l'excitation modale et le rendement d'injection. La densité de puissance à l'interface air/silice devient très faible ce qui limite les possibilités de dégradation de la face d'entrée de la fibre.

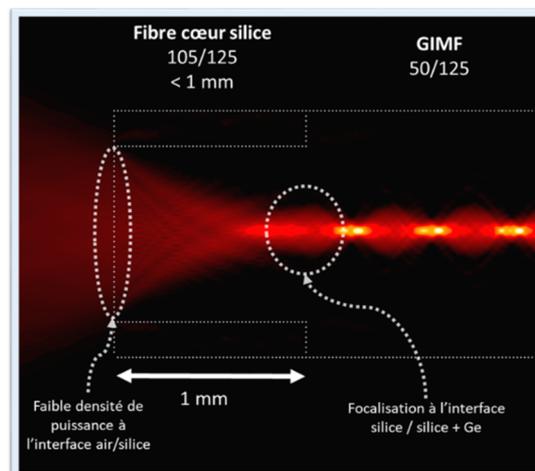


Figure 26 : Simulation par BPM de l'entrée de la GIMF avec un « end cap »

Le deuxième facteur limitant la montée en puissance dans les GIMF a été la destruction de la fibre par refocalisation du faisceau dû à l'effet de lentille de GRIN dans les premiers centimètres de fibre. La figure 27 montre des simulations de BPM 2D de l'excitation d'une GIMF avec différentes tailles de faisceau gaussien. Il est possible de voir que la taille initiale du faisceau impacte la densité de puissance lors de la focalisation due à l'auto-imagerie. Si le faisceau est plus gros ou plus petit que le mode fondamental de la fibre ( $w_0 \# 6 \mu\text{m}$ ) la densité de puissance va être très importante et potentiellement endommager la fibre. Il est donc nécessaire de bien choisir la focale de la lentille d'injection ainsi que la géométrie du couplage.

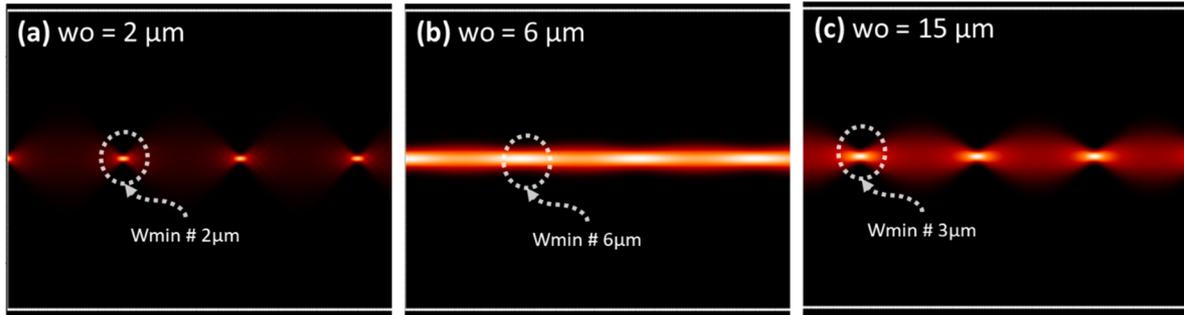


Figure 27 : Simulation par BPM de la propagation dans une GIMF pour différentes tailles du faisceau d'entrée

Voici les choix que j'ai faits pour optimiser la puissance dans la fibre, et donc la densité de puissance sur le supercontinuum :

- Réalisation d'un « end cap » à l'entrée de la GIMF avec un morceau de fibre silice FG105LCA 105/125 Thorlabs de longueur proche du millimètre.
- Injection avec un faisceau de  $6,5 \mu\text{m}$  de rayon à  $1/e^2$  pour limiter la destruction de la fibre tout en ayant une propagation multimode.
- Limitation de la puissance crête pour éviter la destruction de la fibre. Utilisation d'impulsion de 65 ps, 70 kHz, 190 kW, 12  $\mu\text{J}$ .

#### III.3.d. Comparaison entre une amplification alimentée par des GPI et un spectre élargi par effet solitoniques

Les simulations présentées, ici, sont basées sur les codes de NLSE de Sébastien Février que j'ai adapté.

Afin d'engendrer un spectre large dans le moyen infrarouge, il est nécessaire d'injecter dans la cascade de fibres ( $\text{InF}_3 + \text{AsS}$ ) un faisceau ayant une forte densité spectrale de puissance.

Comme vu précédemment, il y a deux mécanismes non linéaires pouvant générer un spectre infrarouge, de manière significative, dans les GIMF pompées avec des impulsions ps ou ns. Le premier est la génération de raies paramétriques infrarouges par GPI. Le second est la SCG par effets solitoniques. Dans le cadre de mon étude, il est nécessaire de savoir quel mécanisme est le plus efficace en termes de génération spectrale. Pour cela il faut expérimentalement réussir à inhiber les GPI ou à les maximiser. Je contrôle cela en changeant l'excitation modale initiale dans la GIMF et en changeant l'orientation du vecteur polarisation.

L'efficacité des GPI va dépendre de la variation du paramètre non linéaire  $\gamma$  de la fibre au cours de la propagation. Cette variation est directement liée à l'auto-imagerie périodique des modes au cours de la propagation. J'ai donc réalisé des simulations numériques afin de déterminer les meilleures conditions pour contrôler la génération de GPI. Cette étude consiste à modéliser la

propagation du faisceau dans une GIMF 50/125 pour plusieurs conditions d'excitation initiale. Pour cela il est nécessaire de résoudre un grand nombre de fois la NLSE. Afin d'avoir des temps de calcul raisonnables, j'ai choisi d'utiliser le modèle 1D+1 simplifié de Conforti *et al.* présenté dans le chapitre 1.

Ce modèle considère que les interférences intermodales périodiques au cours de la propagation multimode dans une GIMF peuvent être assimilées à un faisceau gaussien dont l'aire effective (et donc le coefficient non linéaire) varie de manière périodique au cours de la propagation. Un exemple de cette variation de  $A_{\text{eff}}$  et de  $\gamma$  est montré sur les courbes (a) et (b) de la figure suivante. Ici, le faisceau exciteur a une demi-largeur à  $1/e^2$   $w_0$  de  $15 \mu\text{m}$ . Cette variation longitudinale de  $\gamma$  est ensuite injectée dans la boucle de résolution de la NSLE 1D +1.

Le temps de résolution de l'équation étant directement proportionnel à la durée d'impulsion, à la puissance crête, et à la longueur de fibre, il a été impossible de simuler nos paramètres expérimentaux (65 ps, 190 kW, 7 m de fibre). Nous avons donc choisi de nous limiter à une propagation sur 5 cm, avec des impulsions de 3 ps (FWHM), est une puissance crête de 420 kW. L'excitation a été faite à 1064 nm. La GIMF 50 avait comme paramètre :  $\Delta = 0,01$ ,  $\beta_2 = 1,96 \cdot 10^{-26} \text{ s/m}^2$ ,  $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ . Il est possible de voir, sur la figure 28 (c), le spectre initial de l'impulsion et en (d) le spectre final après propagation pour un faisceau initial de taille  $w_0 = 15 \mu\text{m}$ . Comme attendu, la périodicité de  $\gamma$  induit bien une génération de raie paramétrique à 730 nm et autour de  $2 \mu\text{m}$ .

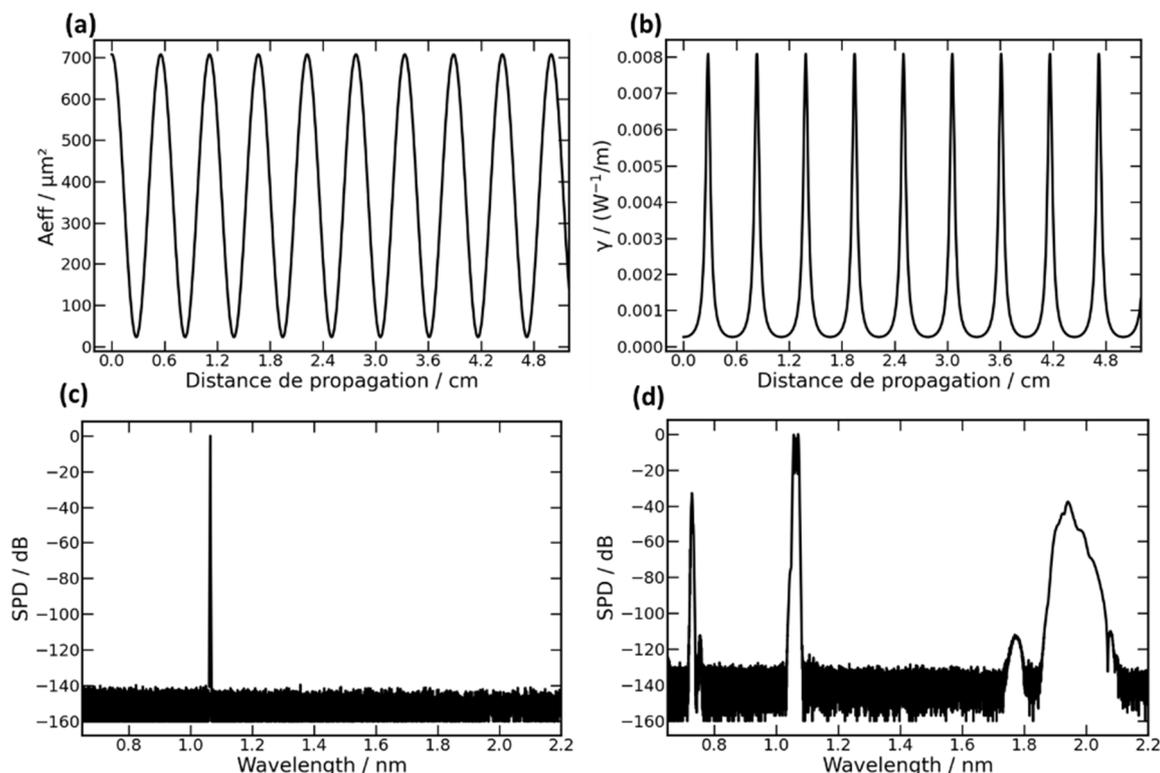


Figure 28 : Résultats de la simulation NLSE 1D+1 (selon Conforti *et al.*) dans une GIMF 50/125 avec un faisceau d'entrée  $w_0 = 15 \mu\text{m}$  avec : (a) évolution de l'aire effective du faisceau avec la distance de propagation  $z$  ; (b) évolution du coefficient non linéaire avec la distance de propagation ; (c) spectre initial de l'impulsion ; (d) spectre du faisceau en sortie de GIMF

J'ai ensuite voulu connaître l'évolution de la génération de GPI en fonction de la variation de l'aire effective. Pour cela, plusieurs simulations ont été lancées avec des tailles de faisceau exciteur  $w_0$  différentes. Il est possible de voir sur la figure 29 (a) (b) l'évolution de  $A_{\text{eff}}$  minimum et (b) du  $\gamma$  maximum en fonction de  $w_0$ . Il y a un minimum d'amplitude lorsque le faisceau exciteur fait

$w_0 = 6,5 \mu\text{m}$  (taille du mode fondamental de la fibre). Sur la figure 29 (c) il est possible de voir la proportion d'énergie sur la raie paramétrique à  $2 \mu\text{m}$  normalisée par rapport à l'énergie totale, en fonction de  $w_0$ . Comme attendu la génération paramétrique augmente avec la valeur de  $\gamma$  aux points d'auto-imagerie. Pour inhiber les GPI, il est donc nécessaire de limiter l'amplitude de la variation d'aire effective en cours de propagation. Cela peut se faire en changeant l'excitation modale initiale de la fibre.

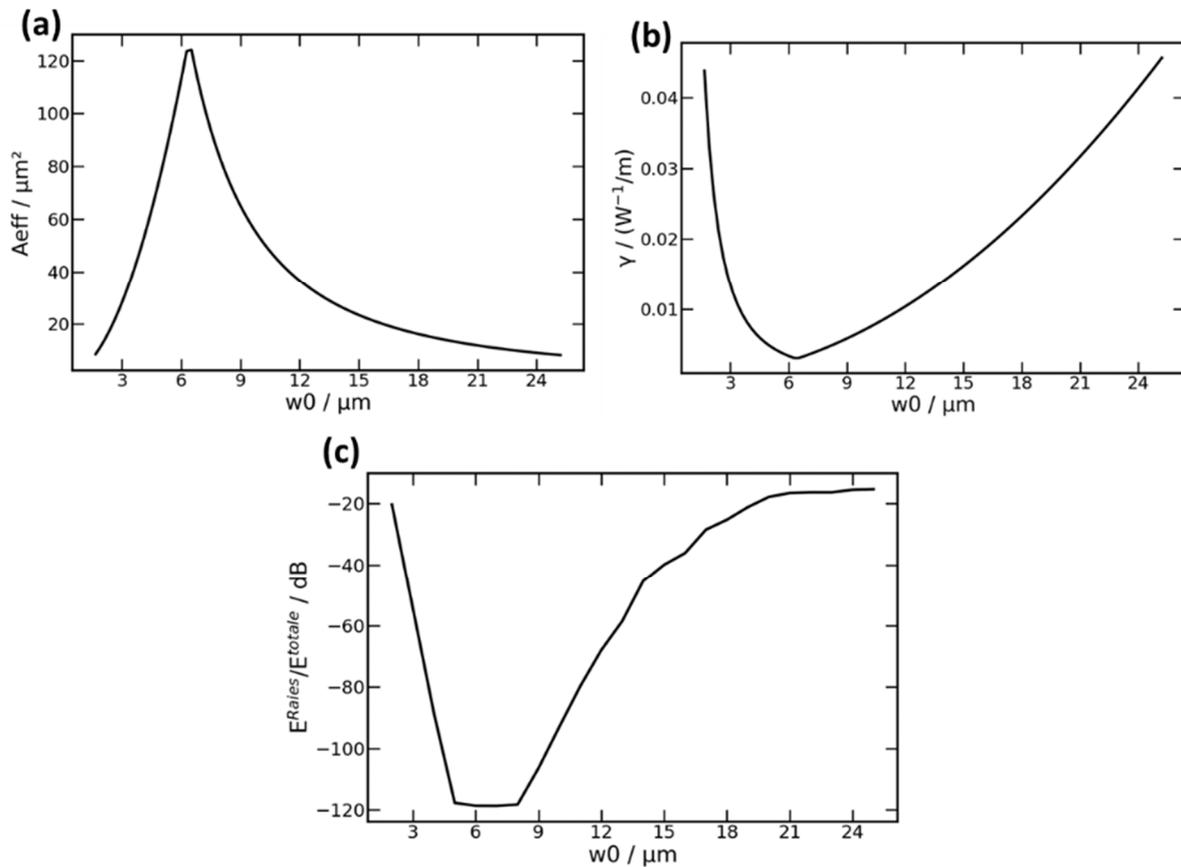


Figure 29 : Influence de la taille du faisceau excitateur sur (a) l'aire effective ; (b) le coefficient non linéaire ; (c) l'énergie contenue dans la raie paramétrique autour de  $2 \mu\text{m}$ .

Je vais maintenant déterminer quel est l'effet non linéaire le plus efficace entre les GPI et l'élargissement par effet solitonique pour obtenir un supercontinuum MIR. Nous venons de voir que pour certaines conditions de propagation il était théoriquement possible d'inhiber les GPI. Expérimentalement, ces conditions de propagations peuvent être contrôlées soit en changeant la zone d'injection sur la face d'entrée de la fibre, soit en changeant la polarisation du faisceau d'entrée.

Ainsi pour réaliser l'étude j'ai choisi de réaliser deux expériences pour deux excitations modales différentes. La première est une excitation centrée sur le cœur de la fibre avec une majorité de l'énergie sur le mode fondamental, qui maximise les GPI et minimise la génération d'un spectre par autodécalage solitonique par déplétion de la pompe. La seconde est une excitation décalée de quelques  $\mu\text{m}$  par rapport au centre de la fibre, ce qui remonte le seuil d'apparition des GPI et favorise la génération de spectre par décalage solitonique.

Les deux figures suivantes résument les résultats obtenus en sortie de GIMF 50/125. Avec une injection qui maximise les GPI, suivie d'une injection qui maximise la génération de spectre par

autodécalage de solitons. Dans les deux cas, la puissance crête couplée dans la fibre était identique et égale à 90 KW (65 ps, Freq= 70 kHz, 1064 nm)

Les images sur les figures 30 et 31 correspondent au champ proche des faisceaux en sortie de GIMF pour différentes puissances. La longueur d'onde pompe à 1064 nm a été sélectionnée grâce à un filtre passe-bande à 1064 nm. Ces faisceaux subissent le phénomène d'autonettoyage Kerr qui vient transférer l'énergie des modes initialement excités sur les modes d'ordres bas. Les cartographies correspondent à l'évolution du spectre avec la puissance de pompe injectée dans la GIMF.

Dans un premier temps, je me suis intéressé à la génération spectrale dans le cas d'une propagation qui favorise la génération de raies paramétriques. Les images en champ proche montrent que la propagation non linéaire à 1064 nm, après déplétion par les GPI et l'effet d'autodécalage soliton, reste sur un profil qui se rapproche d'un faisceau gaussien même si celui-ci n'est pas monomode transverse. On observe la génération de deux raies intenses à 730 nm et à 1970 nm portant chacune une puissance crête estimée à une vingtaine de kilowatts (68 mW moyens et durée temporelle proche de 60 ps mais non mesurée). L'onde de pompe génère aussi une cascade Raman jusqu'à 1700 nm.

Ensuite, j'ai réalisé une excitation permettant de favoriser la cascade Raman. Les images en champ proche de l'onde de pompe montrent une répartition spatiale de l'énergie assez concentrée, mais pas complètement gaussienne, signe de l'excitation de plusieurs modes. D'un point de vue spectral, on constate qu'une cascade Raman se forme jusqu'à 2,2  $\mu\text{m}$  et que les GPI sont inhibées. Suite aux résultats obtenus précédemment concernant l'analyse des profils des faisceaux en sortie de GIMF, on peut affirmer que la puissance qui se propage dans l'infrarouge à cause des effets solitoniques et du gain Raman possède une répartition qui se rapproche fortement du mode fondamental (Cf figure 14).

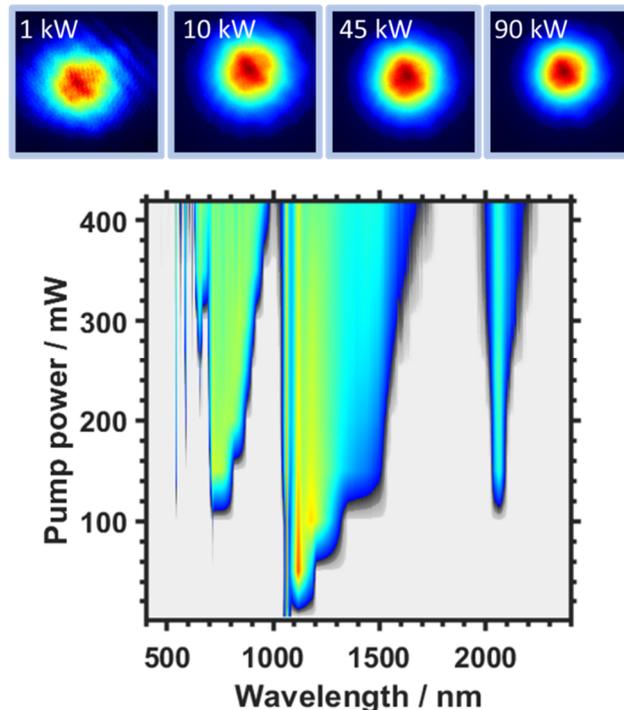


Figure 30 : Évolution spectrale en sortie de GIMF pour diverses puissances de pompe pour le cas où les GPI sont maximisées. Les images en champ proche montrent la distribution spatiale du faisceau de pompe à 1064 nm. (L<sub>fibre</sub> = 7 m)

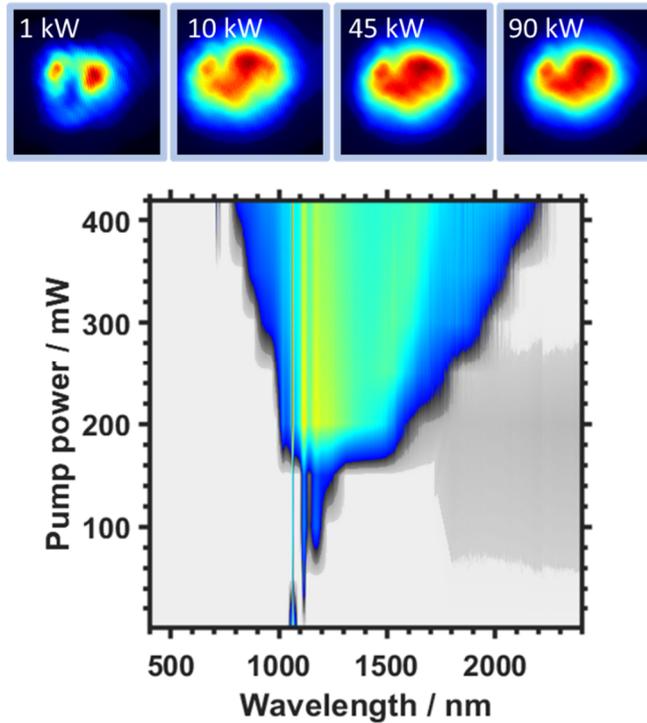


Figure 31 : Évolution spectrale en sortie de GIMF pour diverses puissances de pompe pour le cas où les GPI sont inhibées. Les images en champ proche montrent la distribution spatiale du faisceau à 1064 nm. (L fibre = 7 m)

J'ai utilisé les deux expériences précédentes pour déterminer quelles étaient les conditions les plus favorables pour obtenir un supercontinuum dans notre cascade de fibre. Pour cela j'ai injecté le faisceau de sortie de GIMF dans la fibre  $\text{InF}_3$ . Les résultats spectraux pour une puissance de pompe de 90 kW sont montrés sur la figure 32. La courbe bleue montre le spectre en sortie de fibre fluorée dans le cas d'une excitation favorisant les GPI. Le spectre s'arrête à  $3,2 \mu\text{m}$ . La courbe verte montre le même spectre pour l'excitation favorisant la génération de spectre par effets solitoniques. Le continuum dépasse les  $3,4 \mu\text{m}$  (limite de l'analyseur de spectre utilisé). Je peux donc dire que l'injection favorisant la génération de spectre par effets solitoniques est la plus efficace en termes de SCG MIR.

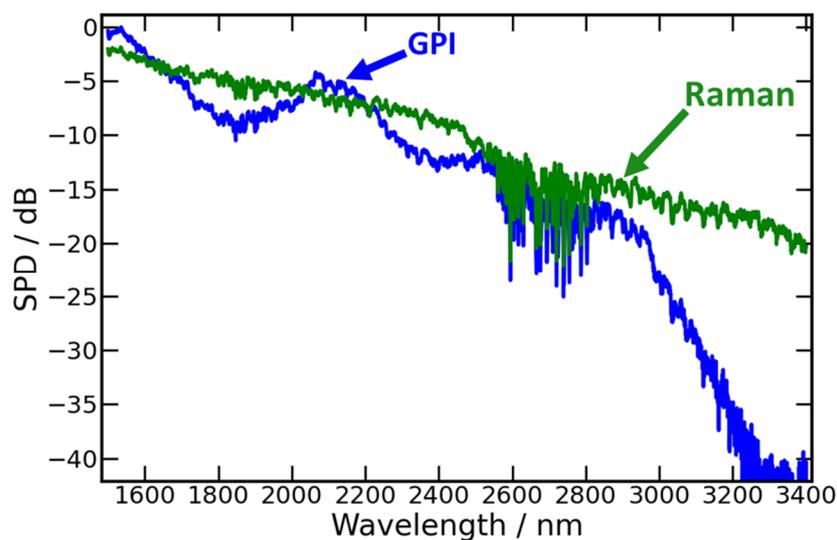


Figure 32 : SCG en sortie de la fibre  $\text{InF}_3$  pour les deux conditions d'injections dans la GIMF, en bleu pour l'injection favorisant les GPI et en vert pour l'injection favorisant la conversion par effets solitoniques (GIMF 50/125 de 7 m suivie par une  $\text{InF}_3$  9,5/125 de 9 m)

### III.3.e. SCG MIR et perspective d'amélioration

Dans la partie précédente, j'ai démontré que la SCG dans l'association des fibres GIMF et InF<sub>3</sub>, est plus efficace lorsqu'on favorise l'extension spectrale par décalage solitonique dans la GIMF.

À pleine puissance de pompe (190 kW), la combinaison de la fibre multimode et de la fibre InF<sub>3</sub> nous a permis d'étendre un spectre jusqu'à 4,3 μm. Ensuite, l'aire effective du mode fondamental, de la fibre, devient trop grande et la puissance trop faible pour continuer à étendre le spectre. Afin d'augmenter la gamme spectrale du système, j'ai ajouté la fibre en verre de chalcogénure AsS à la sortie de la fibre fluorure d'indium. Cette fibre a un cœur de 9 μm de large et une longueur de 4 m.

La figure 33 montre les différents spectres obtenus. En bleu, le spectre de l'onde de pompe, avec 190 kW de puissance crête, 70 kHz de fréquence de répétition, et 65 ps de durée d'impulsion, centré sur 1064 nm. En rouge, nous pouvons voir le spectre à la sortie de la GIMF qui s'arrête à 2,5 μm, limite de transparence de la silice. En vert, le spectre à la sortie de la fibre InF<sub>3</sub>, s'étendant de 470 nm à 4,3 μm avec 1,4 μJ (≈ 100 mW moyens) d'énergie sur tout le spectre. Enfin, en noir, on peut voir le spectre à la sortie de la fibre chalcogénure qui va de 750 nm à 6,3 μm avec 400 nJ (≈ 30 mW moyens) d'énergie sur toute la bande.

Il est à noter que dans la littérature, le spectre en entrée de fibre chalcogénure est souvent filtré pour ne garder que les composantes au-dessus de 2 μm. Ces fibres ont tendance à se dégrader à cause du phénomène d'absorption à deux photons. Ici je n'ai pas observé de baisse de performance sur le temps d'utilisation de plusieurs dizaines d'heures. Je présume que cela est dû à l'énergie des impulsions qui n'est pas assez élevée pour endommager la fibre chalcogénure et au fait que L'AsS n'absorbe que très peu de lumière à 1 μm.

La densité de puissance dans la zone des 4 μm en sortie de fibre InF<sub>3</sub> est de l'ordre de 100 μW/nm ce qui est proche de celles rapportées dans la littérature (voir partie suivante). On peut noter que la longueur d'onde de dispersion nulle de la fibre AsS est localisée à 4,9 μm. Ainsi, à leur entrée dans la fibre chalcogénure, les impulsions solitoniques fournies par la fibre InF<sub>3</sub> se propagent en régime normal de dispersion et s'élargissent temporellement diminuant ainsi leur puissance crête et limitant l'extension spectrale.

Il existe plusieurs pistes pour améliorer les performances de notre système, et atteindre les 12 μm :

- J'ai essayé de rajouter une fibre chalcogénure AsSe à la sortie de la fibre AsS afin d'étendre le spectre plus loin dans l'infrarouge. Cependant, l'essai a été infructueux à cause du probable endommagement de la fibre AsSe.
- Il serait judicieux de concevoir une fibre chalcogénure avec un zéro de dispersion plus proche de 4,3 μm afin de conserver le bénéfice des propagations solitoniques obtenues dans la fibre fluorée.
- Notre fibre InF<sub>3</sub> 9,5/125 de 10 m ne permet pas d'élargir le spectre au-dessus de 4,3 μm, il serait envisageable de changer de fibre fluorée. Il existe des démonstrations de continuum jusqu'à 5 μm dans des fibres InF<sub>3</sub> et ZBLAN [Théberge 2018].

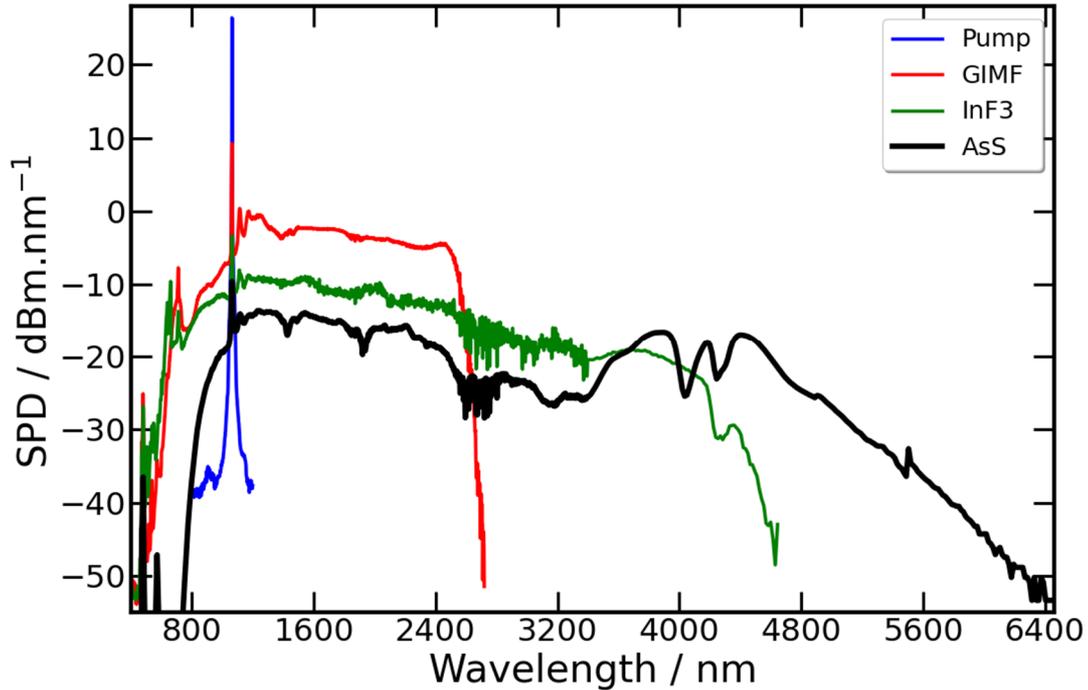


Figure 33 : Spectres mesurés à la sortie du laser (bleu), de la GIMF 50/125 de 7 m (rouge), de la fibre InF<sub>3</sub> 9,5/125 de 9 m (vert), et de la fibre AsS 9/125 de 4 m (noire)

### III.3.f. Comparaison par rapport à l'état de l'art

Parmi les systèmes à base de fibres les plus avancés, Martinez *et al.* [Martinez 2018] [Martinez 2019] ont récemment démontré un SC dans l'IR moyen de 2 à 11  $\mu\text{m}$  avec une puissance moyenne de 139 mW en concaténant des fibres ZBLAN, de sulfure d'arsenic et de sélénure d'arsenic à cœur solide, pompées par un MOPA (Master Oscillator Power Amplifier) et trois étages amplificateurs à fibre dopée au thulium.

Hudson *et al.* ont combiné un laser à fibre à 2,9  $\mu\text{m}$  à base d'holmium avec une fibre « taper » en chalcogénure protégée par un polymère (protection contre le vieillissement). En injectant des impulsions femtosecondes avec 4,2 kW de puissance crête dans cette fibre As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, ils ont démontré un spectre SC s'étendant de 1,8  $\mu\text{m}$  à 9,5  $\mu\text{m}$  avec une puissance moyenne de plus de 30 mW. [Hudson 2017]

C.R. Petersen *et al.* [Petersen 2016] ont également démontré en 2016 la génération de SC MIR au-delà de 7  $\mu\text{m}$  en utilisant une cascade de fibres en silice-fluorure-chalcogénure pompée par un laser à 1,55  $\mu\text{m}$  et un amplificateur à fibre dopée thulium. En pompant une fibre à cristaux photoniques commerciale en verre Ge<sub>10</sub>As<sub>22</sub>Se<sub>68</sub> avec un continuum allant de 3,5  $\mu\text{m}$  à 4,4  $\mu\text{m}$  avec 135 mW de puissance moyenne, ils ont obtenu un continuum jusqu'à 7,2  $\mu\text{m}$  avec une puissance de sortie totale de 54,5 mW, et 3,7 mW au-dessus de 4,5  $\mu\text{m}$ .

Une source SC MIR disponible dans le commerce avec une bande passante étendue jusqu'à 10  $\mu\text{m}$  et avec une puissance de sortie de 50 mW est maintenant en vente chez Norblis.

Finalement, Venck *et al.* [Venck 2020] démontre la génération d'un SC MIR de 2  $\mu\text{m}$  à 10  $\mu\text{m}$  avec 16 mW de puissance moyenne, dans un système de fibres silice-ZBLAN-As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> en cascade directement pompée par un laser à fibre pulsé 460 ps disponible dans le commerce à 1,55  $\mu\text{m}$  sans aucun étage d'amplificateur à fibre. Il est possible de voir leurs résultats sur la figure suivante.

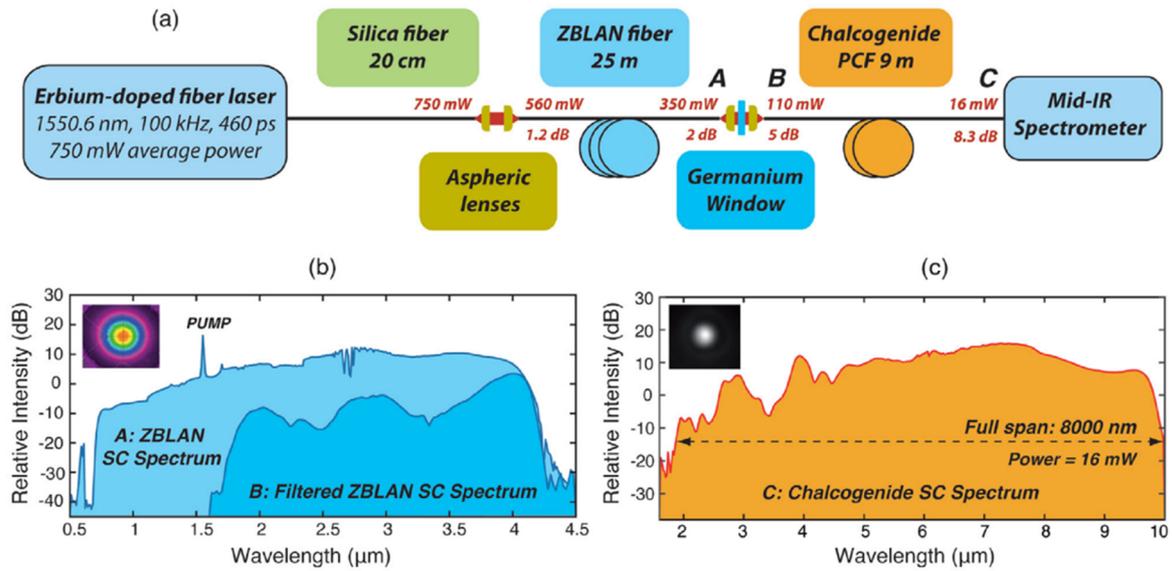


Figure 34 : (a) Configuration expérimentale pour la génération de SC dans l'infrarouge moyen dans un système de fibres optiques silice-ZBLAN-chalcogénure en cascade. (b) Spectres SC expérimentaux à la sortie de la fibre ZBLAN (bleu) et après le filtre passe-bas (rouge). (c) Spectre SC expérimental à la sortie de la fibre de chalcogénure (jaune). [Venck 2020]

Ainsi, les systèmes de SCG MIR fibrés actuellement à l'état de l'art permettent d'obtenir des rayonnements allant de 2  $\mu\text{m}$  à 10  $\mu\text{m}$  avec une puissance moyenne de l'ordre de la dizaine de mW dans la zone MIR. Avec notre système nous arrivons à obtenir quelques mW (avec des taux de répétition similaire) dans la zone MIR de 3  $\mu\text{m}$  à 6  $\mu\text{m}$ . Cependant, il semble possible, dans le futur, d'atteindre un système proche de l'état de l'art en implémentant les solutions proposées précédemment.

### III.3.g. Spectroscopie infrarouge

Dans cette partie j'ai souhaité démontrer la capacité de notre source à permettre la mise en place d'une expérience de spectroscopie infrarouge. En effet, le supercontinuum moyen-infrarouge que j'ai réalisé pourrait permettre la détection de composés organiques par spectroscopie d'absorption moléculaire infrarouge (IRS). L'IRS est utilisée pour déterminer les différents groupes fonctionnels chimiques présents dans un échantillon qui absorbent des fréquences caractéristiques dans le moyen infrarouge.

Pour réaliser ces mesures (voir figure 35), différentes solutions organiques ont été mises sur des lames en silice puis placées sur le chemin du faisceau entre notre source et le spectromètre. La mesure consiste à prendre le spectre transmis par l'échantillon et à le comparer avec le spectre de la source. Dans notre cas le spectre utile que j'ai exploité s'étendait jusqu'à 4,3  $\mu\text{m}$ . J'ai alors pu cibler les liaisons carbones ( $\text{CH}_x$ ) dans la zone des 3,4  $\mu\text{m}$  et les liaisons hydroxyle ( $\text{OH}$ ) à 2,9  $\mu\text{m}$ .

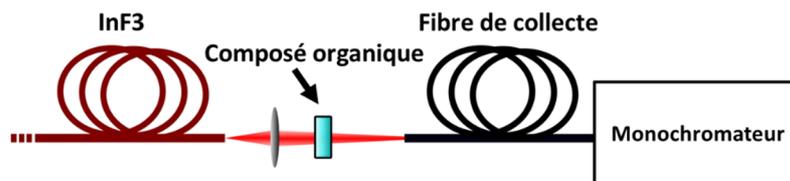


Figure 35 : Banc expérimental de spectroscopie IR

Les figures suivantes montrent les résultats de l'expérience d'absorption infrarouge. J'obtiens les spectres d'absorption en retranchant le spectre sans échantillon au spectre de transmission. Ces

spectres permettent de directement identifier les longueurs d'onde correspondant aux vibrations moléculaires des groupements chimiques des molécules étudiées.

L'eau a été la première molécule testée. Il est possible de voir une partie du spectre IR sur la figure 35. Il y a apparition d'une raie d'absorption à 2,9  $\mu\text{m}$ , signe des liaisons hydroxyle. Il est à noter que les bandes que l'eau a tendance à vite absorber tout le rayonnement MIR (en dehors des zones caractéristiques), le seul moyen d'obtenir sa signature a été d'en déposer une très fine pellicule entre deux lames de verre, soit environ une dizaine de microns. Cette forte signature des liaisons OH est un facteur limitant dans notre système d'IRS.

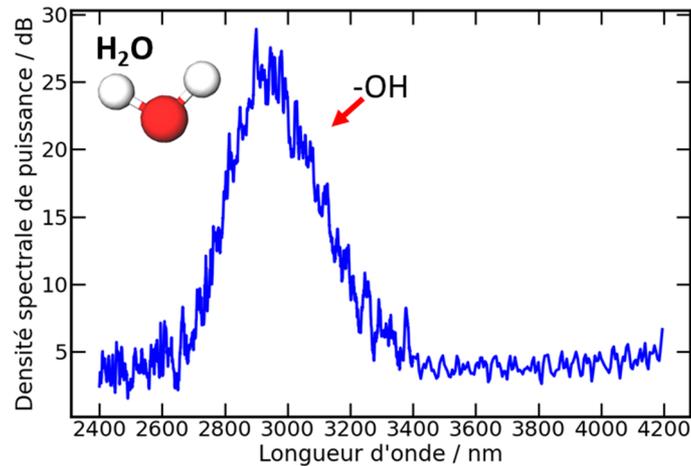


Figure 36 : Spectres infrarouges obtenus par absorption du supercontinuum en sortie de la fibre  $\text{InF}_3$  par l'eau

La figure suivante montre le spectre de l'éthanol. Comme attendu il y a signature du groupe hydroxyle (2,9  $\mu\text{m}$ ), du groupe alkyle  $\text{CH}_3$  (3,3  $\mu\text{m}$ ), et du groupe méthylène  $\text{CH}_2$ .

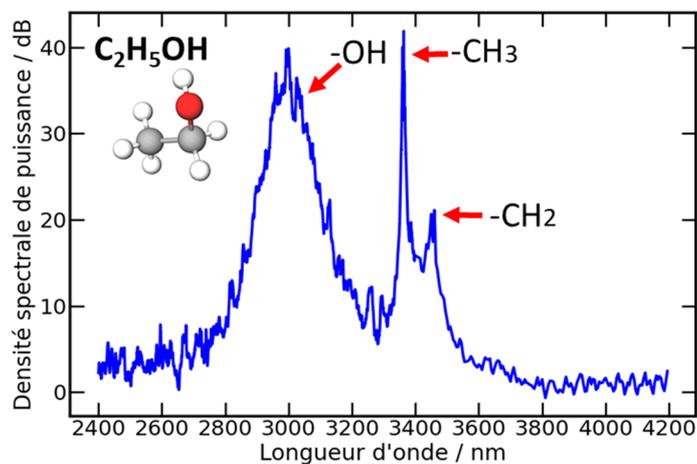


Figure 37 : Spectres infrarouges obtenus par absorption du supercontinuum en sortie de la fibre  $\text{InF}_3$  par l'éthanol

Il est possible de voir pour l'acétone  $\text{C}_2\text{H}_6\text{O}$  (figure suivante) la réponse du groupe alkyle  $\text{CH}_3$ , et la réponse du groupe hydroxyle OH dont la présence est probablement due à la contamination de l'échantillon par l'eau.

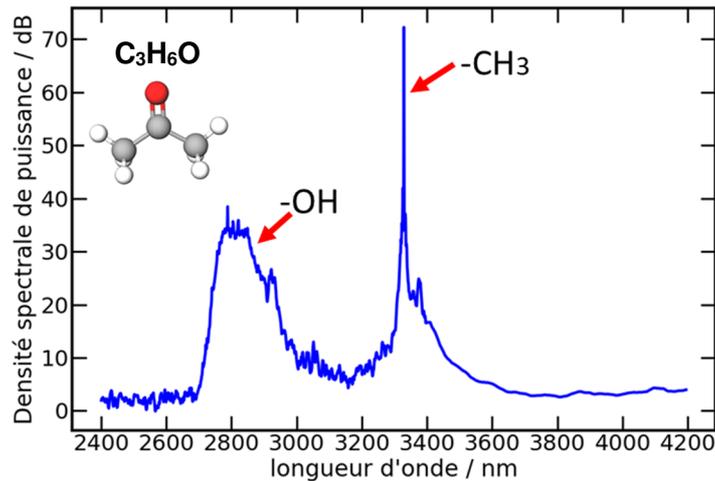


Figure 38 : Spectres infrarouges obtenus par absorption du supercontinuum en sortie de la fibre InF<sub>3</sub> par l'acétone

Pour la paraffine C<sub>12</sub>H<sub>26</sub> (figure 39) le spectre montre des raies pour le groupe alkyle CH<sub>3</sub> et pour le groupe méthylène CH<sub>2</sub>. Ces spectres correspondent à ceux de la littérature [Linstrom 2021].

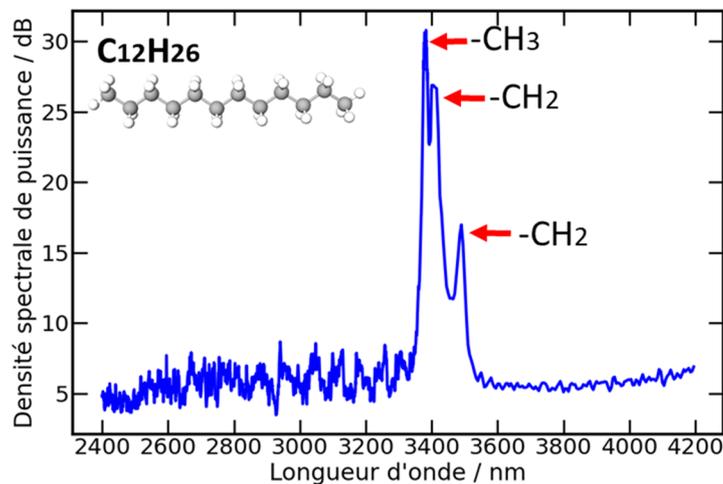


Figure 39 : Spectres infrarouges obtenus par absorption du supercontinuum en sortie de la fibre InF<sub>3</sub> par la paraffine

### III.3.h. Conclusion sur la génération de spectre large dans le moyen infrarouge

L'utilisation des dynamiques spatiotemporelles non linéaires dans les GIMF donne la possibilité de générer des supercontinuum moyen-infrarouge via des cascades de fibres dédiées. Cette source techniquement simple peut être pompée par des lasers commercialement et technologiquement communs (ici, des impulsions picosecondes à 1064 nm).

Grâce à cette approche j'ai réalisé une source supercontinuum couvrant la gamme spectrale entre 0,75 et 6 μm, avec une densité spectrale de puissance suffisante jusqu'à approximativement 4000 nm pour exploiter cette source pour la détection de composés organiques par spectroscopie d'absorption moléculaire.

Nous pensons que l'utilisation de nouvelles fibres en verre de chalcogénure permettra d'accroître la densité de puissance au-dessus de 4000 nm, voire de couvrir l'intégralité de la fenêtre d'empreintes digitales, jusqu'à 12 μm. De telles améliorations permettront d'utiliser ce type de source pour des applications de détection infrarouge où puissance moyenne et cohérence sont importantes, telles que le LIDAR.



### III.4. Conclusion

Dans ce chapitre j'ai caractérisé et exploité les dynamiques de génération spectrale dans les fibres à gradient d'indice. Cela a permis la démonstration de deux sources supercontinuum dans le moyen-infrarouge.

J'ai démontré une technique permettant d'obtenir la répartition transverse de l'énergie en fonction de la longueur d'onde, avec une résolution fixée par l'analyseur de spectre utilisé (0,1 nm). Cette méthode n'est pas mono-coup et dépend de la stabilité de la source. J'ai démontré que les bandes spectrales GPI sont portées par des modes guidés d'ordre élevé. J'ai aussi regardé l'évolution spatio-spectrale d'un supercontinuum généré par décalage solitonique et montré un contenu monomode sur toute l'extension spectrale, pour de fortes puissances de pompe.

J'ai ensuite réalisé une source supercontinuum basée sur l'amplification Thulium d'une raie paramétrique infrarouge issue d'une fibre à gradient d'indice. Le rayonnement issu de l'amplification est ensuite élargi dans une fibre  $\text{InF}_3$ . Au final, je démontre un spectre allant de 1,7  $\mu\text{m}$  à 3,4  $\mu\text{m}$  avec une fréquence de répétition de 1 MHz.

J'ai démontré que l'interaction entre les processus non linéaires dans les fibres multimodes à gradient d'indice peut être contrôlée afin d'amorcer un supercontinuum sur trois octaves allant de 0,75 à 6  $\mu\text{m}$ . Le spectre d'une source picoseconde à 1064 nm est élargi dans une cascade de fibres comprenant une GIMF, une fibre  $\text{InF}_3$  et une fibre chalcogénure AsS. La puissance finale sur tout le spectre est de 30 mW. Finalement, j'ai démontré le potentiel de cette source en réalisant des mesures de spectroscopie infrarouge dans la zone -CHx autour de 3,4  $\mu\text{m}$ .

## Conclusion générale et perspectives

Les sources lasers à fibre ont trouvé de nombreuses applications, parmi lesquelles ressortent : la découpe de matériaux, l'imagerie médicale, la spectroscopie, et les LIDARs. Cet engouement pour ces sources amène différents groupes de recherches à concevoir de nouveaux systèmes lasers fibrés et à améliorer ceux déjà existants. Pour cela, des solutions inédites sont sans cesse envisagées. Les travaux présentés dans cette thèse font suite aux études théoriques et pratiques cherchant à faire des fibres multimodes à gradient d'indice une plateforme versatile pour l'étude de nouvelles solutions lasers. [Krupa 2019] [Essiambre 2013]

Les études antérieures ont démontré qu'il était possible de modifier les propriétés spatiales, spectrales et temporelles d'une onde de forte puissance en exploitant les propriétés non linéaires des fibres à gradient d'indice (GIMF). Ce travail de thèse a été mené afin de développer des problématiques qui découlent de ces études sur les GIMF. [Krupa 2017][Krupa 2018][Krupa 2019][Agrawal 2019][Nazemosasat 2016] [Chiang 1992][Baek 2004] [Wright 2015] [Buch 2015]

L'autonettoyage Kerr de faisceau est le sujet principal de la première série de problématiques traitées dans cette thèse. Cet effet non linéaire permet aux différents modes qui se propagent dans la GIMF d'échanger de l'énergie. Cet échange d'énergie se fait en faveur des modes d'ordre bas. Il devient ainsi possible d'obtenir une propagation de l'énergie sur un mode unique à partir d'un contenu initialement multimode. [Krupa 2017] [Wright 2016] [Podivilov 2019] [Fusaro 2019]

J'ai montré expérimentalement que le nettoyage du faisceau induit par effet Kerr dans les GIMF peut se produire avec une bonne efficacité en régime « few mode » à 1,5  $\mu\text{m}$ . Avec une injection adaptée, il est possible d'obtenir un nettoyage sur les modes LP01 ou LP11 de la fibre. Le seuil de puissance pour l'autonettoyage du faisceau sur le mode fondamental est réduit d'environ un ordre de grandeur par rapport aux expériences précédentes [Krupa 2017]. Cela est dû au faible nombre de modes transverses initialement excités. J'ai montré que si la durée d'impulsion est grande et la puissance crête suffisamment faible, le régime de dispersion n'a pas d'influence sur le processus de nettoyage. Celui-ci ne change pas, de manière forte, la répartition spectrale de l'énergie, cependant l'enveloppe temporelle subit des modulations pouvant engendrer une modification de la durée de l'impulsion. Ce travail permet d'améliorer la compréhension du processus d'autonettoyage Kerr, et élargit nos capacités à contrôler ce mécanisme de remodelage non linéaire, afin d'atteindre une sélection de modes spatiaux hautement efficace. Il est possible d'envisager une utilisation future de cet effet de nettoyage Kerr pour transporter de fortes puissances tout en conservant une bonne qualité spatiale du faisceau. Cette montée en puissance nécessitera d'augmenter la taille du mode fondamental via l'utilisation de GIMF de fort diamètre ou à profil d'indice super gaussien. D'autres applications sont envisageables telles que la création de sources laser à modes synchronisés ou les communications par division spatiale de la lumière. [Wright 2020] [Berdaqué 1982]

J'ai ensuite montré une nouvelle technique de caractérisation multidimensionnelle basée sur une cartographie 3D spatiotemporelle, qui permet de capturer, en cumulant plusieurs acquisitions, une image du faisceau résolue en temps avec une résolution de 8 ps. Cette méthode permet d'accéder à la dynamique en temps réel des phénomènes d'impulsions répétables. L'application de cette technique à l'étude de l'autonettoyage dans les GIMF, nous a fourni la première observation directe du couplage de mode non linéaire et de l'échange d'énergie cyclique entre le mode fondamental et les modes d'ordre élevé. Le rôle de la diffusion Raman stimulée, dont la puissance seuil est plus grande que celle de l'autonettoyage Kerr du faisceau, a également été montré. Ces résultats permettent une meilleure compréhension de la physique sous-tendant les processus d'autonettoyage du faisceau. Dans le futur, il semble possible d'améliorer cette

technique de caractérisation spatiotemporelle en remplaçant la photodiode par un système de mesure d'impulsion ultra-courte. La mesure d'impulsion monocoup SPIDER [Laconis 1998] (*spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction*) est la méthode la plus prometteuse dans ce contexte. La résolution passerait à quelques femtosecondes et l'on aurait accès à l'évolution de la phase. Il serait alors possible d'accéder au comportement ST de différents systèmes tels que les oscillateurs à verrouillage de modes à base de fibres multimodes. Je pense que cette méthode peut aider à étudier plusieurs autres processus et interactions spatiotemporels qui sont restés jusqu'à présent largement inexplorés, et ainsi faire progresser de manière significative notre compréhension de ces phénomènes.

Le dernier travail, dans cette thématique d'autonettoyage, m'a permis d'étudier le faisceau résultant de la combinaison de deux familles de nettoyages dans une GIMF. J'ai démontré qu'il y avait apparition d'une troisième famille de nettoyage ayant sa propre évolution non linéaire. Il est possible de transformer une propagation multimode dans la GIMF, en une propagation quasi-monomode, en lui superposant une propagation favorisant le mode fondamental de la fibre. Cette commutation spatiale cohérente peut être réalisée par un faisceau jusqu'à 12 fois moins puissant que celui qui sera affecté par le processus de transformation. Cette commutation s'exprime aussi dans le domaine spectral. En effet, j'ai montré la possibilité d'inhiber la génération de raies spectrales par instabilités paramétriques géométriques (GPI), dues à une propagation quasi-monomode d'un faisceau de forte puissance dans une GIMF, en superposant un second faisceau multimode de puissance plus faible. Il y a une extinction instantanée jusqu'à 30 dB des raies paramétriques tandis que l'élargissement spectral obtenu par effet solitonique augmente. Ces premiers résultats sur la commutation, par autonettoyage Kerr, sont le préambule à des études plus poussées. Ils laissent entrevoir des perspectives dans la réalisation de portes logiques optiques. L'un des potentiels avantages sera la possibilité de faire des cascades de portes et de réaliser des fonctions complexes. Si ces études se révèlent concluantes, il sera alors possible d'inclure cet effet de commutation dans la fabrication de nouvelle source laser de forte puissance.

Dans un second temps, je me suis intéressé à la génération de supercontinuum dans les GIMF. [Longhi 2003] [Krupa 2016] [2- Krupa 2016] [Conforti 2017] [Grudinin 1988] [Pourbeyram 2013] [Wright 2015] [Tegin 2018]. L'objectif final étant la génération de supercontinuum moyen infrarouge (SCG MIR) pour des applications de spectroscopie infrarouge.

Afin de mieux comprendre la dynamique de génération de spectre large dans les fibres à gradient d'indice, j'ai introduit une nouvelle technique de cartographie spatiale-spectrale 3D. Cette méthode permet d'obtenir la répartition spatiale de l'énergie en fonction de la longueur d'onde, avec une résolution de 0,1 nm (fixée par la résolution de l'OSA). J'ai démontré que les bandes spectrales GPI sont portées par des modes guidés d'ordre élevé. J'ai aussi regardé l'évolution spatiospectrale de la SCG et confirmé les résultats obtenus par les études sur le nettoyage Raman. Je pense que notre méthode de caractérisation spatiospectrale peut avoir une gamme d'applications bien plus large que l'exemple illustré dans le présent travail et peut aider à étudier les caractéristiques spatiales et la composition modale d'un faisceau laser à des longueurs d'onde qui ne sont pas disponibles en utilisant des filtres optiques standard disponibles dans le commerce. Grâce à la haute résolution spectrale qu'il permet d'atteindre, cet instrument peut également ouvrir la voie à d'autres recherches et, en fin de compte, conduire à une meilleure compréhension de la dynamique spatiospectrale de la propagation des faisceaux multimodes et des sources lasers. Dans le futur, il semble envisageable d'adapter cette mesure pour faire des tests d'endurance de source laser multimode ou pour étudier l'évolution de dynamique non linéaire ayant des évolutions lentes dans le temps telle que le poling optique permettant la génération de seconde harmonique dans les GIMF.

J'ai ensuite réalisé un SCG MIR dans une fibre  $\text{InF}_3$  avec l'impulsion issue de l'amplification thulium de la raie paramétrique GPI à 1870 nm, générée dans une GIMF. Le montage amplificateur est composé d'une fibre thulium à large cœur, pompé par une source laser continue erbium. L'amplification a permis d'augmenter le signal MIR en sortie de GIMF. Le signal GPI initial, de forte puissance crête, a été soumis aux non-linéarités de la fibre Thulium. Cela s'est traduit par la génération d'un supercontinuum allant de 1,7  $\mu\text{m}$  jusqu'à 2,4  $\mu\text{m}$  à la sortie de l'amplificateur. Le spectre en sortie de l'amplificateur a ensuite été élargi dans une fibre indium fluorée. Cela m'a permis d'obtenir un supercontinuum allant jusqu'à 3,4  $\mu\text{m}$  avec 76 mW de puissance moyenne. Le spectre final est adapté pour faire de la spectroscopie d'absorption des groupes -CHx autour de 3,4  $\mu\text{m}$ . L'avantage de ce système réside dans le fort taux de répétition final qui pourrait être adapté pour faire de la cartographie rapide sur des tissus biologiques. [Krupa 2016] [Renard 2012][Lemiere 2019]

Dans un dernier travail, j'ai réalisé un supercontinuum MIR pompé par un faisceau issu de l'élargissement spectral d'impulsions picosecondes à 1064 nm dans une GIMF. Une fois élargi jusqu'à 2,4  $\mu\text{m}$  le faisceau est injecté dans une cascade de fibre fluorée  $\text{InF}_3$  et chalcogénure AsS. En sortie, nous avons démontré de la SCG allant de 750 nm à 6000 nm avec 30 mW sur toute la bande spectrale, résultat proche de l'état de l'art. Pour réaliser cette source, il est nécessaire de bien sélectionner les dynamiques de génération spectrale dans la GIMF. Nous avons démontré que l'inhibition des GPI, était la plus efficace en termes de SCG. Finalement, nous avons démontré le potentiel de cette source en réalisant des mesures de spectroscopie infrarouge dans la zone -CHx autour de 3,4  $\mu\text{m}$ . Dans le futur, il serait intéressant d'étendre la gamme spectrale du supercontinuum afin d'atteindre la zone d'empreinte digitale. Plusieurs solutions sont envisageables pour y arriver, et l'utilisation d'une nouvelle fibre chalcogénure est la plus prometteuse. [2-Krupa 2016][Krupa 2016][Kubat 2013] [Conforti 2017][Teĭin 2018] [Lemiere 2019] [Venck 2020] [Martinez 2019] [Hudson 2017] [Petersen 2016]

L'ensemble de mon travail de recherche a permis, pour l'instant, de publier 6 papiers dans les journaux à comité de lecture, de réaliser 10 conférences internationales et 4 conférences dans des congrès nationaux. La liste de ces travaux se trouve à la fin de ce manuscrit.

## IV. Bibliographie

- [**Faraday 1831**] Faraday, M. (1831). XVII. On a peculiar class of acoustical figures; and on certain forms assumed by groups of particles upon vibrating elastic surfaces. *Philosophical transactions of the Royal Society of London*, (121), 299-340.
- [**Berdagué 1982**] Berdagué, S., & Facq, P. (1982). Mode division multiplexing in optical fibers. *Applied optics*, 21(11), 1950-1955.
- [**Gordon 1986**] Gordon, James P. "Theory of the soliton self-frequency shift." *Optics letters* 11.10 (1986): 662-664.
- [**Gruninin 1988**] Grudin, A. B., Dianov, E. M., Korbkin, D. V., Prokhorov, A. M., & Khaïdarov, D. V. (1988). Nonlinear mode coupling in multimode optical fibers; excitation of femtosecond-range stimulated-Raman-scattering solitons. *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 47, 356.
- [**Alfano 1989**] Alfano, R. R. (Ed.). (1989). *The supercontinuum laser source*.
- [**Louradour 1991**] Louradour, F., et al. "Cross-phase modulation between modes of an optical fiber." *Optics communications* 82.3-4 (1991): 245-247.
- [**Chiang 1992**] Chiang, K. S. (1992). Stimulated Raman scattering in a multimode optical fiber: evolution of modes in Stokes waves. *Optics letters*, 17(5), 352-354.
- [**Zakharov 1992**] V. E. Zakharov, V. S. L'vov, and G. Falkovich, *Kolmogorov Spectra of Turbulence I* (Springer, Berlin, 1992).
- [**Bruesselbach 1993**] Bruesselbach, Hans. "Beam cleanup using stimulated Brillouin scattering in multimode fibers." *Conference on Lasers and Electro-Optics*. Optical Society of America, 1993.
- [**Chiang 1993**] Chiang, Kin S. "Stimulated Raman scattering in a multimode optical fiber: self-focusing or mode competition?." *Optics communications* 95.4-6 (1993): 235-238.
- [**Laconis 1998**] Laconis, Chris, and Ian A. Walmsley. "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses." *Optics letters* 23.10 (1998): 792-794.
- [**Newell 2001**] A.C. Newell, S. Nazarenko, L. Biven, *Wave turbulence and intermittency*, *Physica D* 152, 520 (2001)
- [**Longhi 2003**] Longhi, S. (2003). Modulational instability and space time dynamics in nonlinear parabolic-index optical fibers. *Optics letters*, 28(23), 2363-2365.
- [**Baek 2004**] Baek, S. H., & Roh, W. B. (2004). Single-mode Raman fiber laser based on a multimode fiber. *Optics letters*, 29(2), 153-155.
- [**Dudley 2006**] Dudley, John M., Goëry Genty, and Stéphane Coen. "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber." *Reviews of modern physics* 78.4 (2006): 1135.
- [**Gabolde 2006**] Gabolde, Pablo, and Rick Trebino. "Single-shot measurement of the full spatio-temporal field of ultrashort pulses with multi-spectral digital holography." *Optics express* 14.23 (2006): 11460-11467.
- [**Terry 2007**] Terry, Nathan B., Thomas G. Alley, and Timothy H. Russell. "An explanation of SRS beam cleanup in graded-index fibers and the absence of SRS beam cleanup in step-index fibers." *Optics express* 15.26 (2007): 17509-17519.
- [**Poletti 2008**] Poletti, F., & Horak, P. (2008). Description of ultrashort pulse propagation in multimode optical fibers. *JOSA B*, 25(10), 1645-1654.
- [**Smith 2008**] A. V. Smith and B. T. Do "Bulk and surface laser damage of silica by picosecond and nanosecond pulses at 1064 nm" *Appl. Opt.* vol. 47, No. 26, page 418-4832, Sept 2008
- [**L'vov 2010**] V. S. L'vov and S. V. Nazarenko, Discrete and mesoscopic regimes of finite-size wave turbulence, *Phys. Rev. E* 82, 056322 (2010).
- [**Aschieri 2011**] Aschieri, P., et al. "Condensation and thermalization of classical optical waves in a waveguide." *Physical Review A* 83.3 (2011): 033838.
- [**Nazarenko 2011**] S. Nazarenko, *Wave Turbulence, Lectures Notes in Physics* (Springer, New York, 2011).
- [**Flamm 2012**] Flamm, Daniel, et al. "Fast M<sup>2</sup> measurement for fiber beams based on modal analysis." *Applied optics* 51.7 (2012): 987-993
- [**Nguyen 2012**] Duc Minh Nguyen, Stéphane Blin, Thanh Nam Nguyen, Sy Dat Le, Laurent Provino, Monique Thual, and Thierry Chartier, "Modal decomposition technique for multimode fibers," *Appl. Opt.* **51**, 450-456 (2012)
- [**Mafi 2012**] Mafi, Arash. "Pulse propagation in a short nonlinear graded-index multimode optical fiber." *Journal of Lightwave Technology* 30.17 (2012): 2803-2811.
- [**Renard 2012**] Renard, William. *Etude et réalisation de sources lasers fibrées impulsionnelles de forte puissance autour de 2 μm*. Diss. Ecole Polytechnique X, 2012.

**[Essiambre 2013]** -J. Essiambre, R. W. Tkach, and R. Ryf, "Fiber nonlinearity and capacity: Single-mode and multimode fibers," in *Optical Fiber Telecommunications, Optics and Photonics*, 6th ed., edited by I. P. Kaminow, T. Li, and A. E. Willner (Academic Press, Boston, 2013), Chap. 1, pp. 1–43.

**[Pourbeyram 2013]** Pourbeyram, H., Agrawal, G. P., & Mafi, A. (2013). Stimulated Raman scattering cascade spanning the wavelength range of 523 to 1750 nm using a graded-index multimode optical fiber. *Applied Physics Letters*, 102(20), 201107.

**[Renninger 2013]** Renninger, William H., and Frank W. Wise. "Optical solitons in graded-index multimode fibres." *Nature communications* 4.1 (2013): 1-6.

**[Bustamante 2014]** M. Bustamante, B. Quinn, and D. Lucas, Robust Energy Transfer Mechanism via Precession Resonance in Nonlinear Turbulent Wave Systems, *Phys. Rev. Lett.* 113, 084502 (2014).

**[Lushnikov 2014]** Lushnikov, P. M., & Vladimirova, N. (2014, July). Nonlinear combining of laser beams in optical waveguide. In *Nonlinear Photonics* (pp. JTU3A-46). Optical Society of America.

**[Bush 2015]** Buch, S., & Agrawal, G. P. (2015). Soliton stability and trapping in multimode fibers. *Optics letters*, 40(2), 225-228.

**[Wright 2015]** Wright, L. G., Christodoulides, D. N., & Wise, F. W. (2015). Controllable spatiotemporal nonlinear effects in multimode fibres. *Nature photonics*, 9(5), 306-310.

**[Forbes 2016]** Forbes, Andrew, Angela Dudley, and Melanie McLaren. "Creation and detection of optical modes with spatial light modulators." *Advances in Optics and Photonics* 8.2 (2016): 200-227.

**[Nazemosadat 2016]** Nazemosadat, E., Pourbeyram, H., & Mafi, A. (2016). Phase matching for spontaneous frequency conversion via four-wave mixing in graded-index multimode optical fibers. *JOSA B*, 33(2), 144-150.

**[Krupa 2016]** Krupa, Katarzyna, et al. "Observation of geometric parametric instability induced by the periodic spatial self-imaging of multimode waves." *Physical review letters* 116.18 (2016): 183901.

**[2-Krupa 2016]** Krupa, K., Louot, C., Couderc, V., Fabert, M., Guénard, R., Shalaby, B. M., ... & Wabnitz, S. (2016). Spatiotemporal characterization of supercontinuum extending from the visible to the mid-infrared in a multimode graded-index optical fiber. *Optics letters*, 41(24), 5785-5788

**[Liu 2016]** Liu, Z., Wright, L. G., Christodoulides, D. N., & Wise, F. W. (2016). Kerr self-cleaning of femtosecond-pulsed beams in graded-index multimode fiber. *Optics letters*, 41(16), 3675-3678.

**[Petersen 2016]** Petersen, Christian Rosenberg, et al. "Mid-IR supercontinuum generation beyond 7  $\mu\text{m}$  using a silica-fluoride-chalcogenide fiber cascade." *Optical Biopsy XIV: Toward Real-Time Spectroscopic Imaging and Diagnosis*. Vol. 9703. International Society for Optics and Photonics, 2016.

**[Wright 2016]** Wright, L. G., Liu, Z., Nolan, D. A., Li, M. J., Christodoulides, D. N., & Wise, F. W. (2016). Self-organized instability in graded-index multimode fibres. *Nature Photonics*, 10(12), 771-776

**[Conforti 2017]** Conforti, Matteo, et al. "Fast and accurate modeling of nonlinear pulse propagation in graded-index multimode fibers." *Optics letters* 42.19 (2017): 4004-4007.

**[Guang 2017]** Guang, Zhe, Michelle Rhodes, and Rick Trebino. "Measuring spatiotemporal ultrafast field structures of pulses from multimode optical fibers." *Applied optics* 56.12 (2017): 3319-3324.

**[Guenard 2017]** Guenard, R., et al. "Kerr self-cleaning of pulsed beam in an ytterbium doped multimode fiber." *Optics Express* 25.5 (2017): 4783-4792.

**[Hudson 2017]** Hudson, Darren D., et al. "Toward all-fiber supercontinuum spanning the mid-infrared." *Optica* 4.10 (2017): 1163-1166.

**[Krupa 2017]** Krupa, Katarzyna, et al. "Spatial beam self-cleaning in multimode fibres." *Nature Photonics* 11.4 (2017): 237-241.

**[Wright 2017]** Wright, Logan G., et al. "Multimode nonlinear fiber optics: massively parallel numerical solver, tutorial, and outlook." *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 24.3 (2017): 1-16.

**[Borondics 2018]** Borondics, F., et al. "Supercontinuum-based Fourier transform infrared spectromicroscopy." *Optica* 5.4 (2018): 378-381.

**[Delahaye 2018]** Delahaye, H., Granger, G., Jossent, M., Gomes, J. T., Lavoute, L., Gaponov, D., & Février, S. (2018, July). Nanojoule sub-100 fs mid infrared pulse generated from a fully fusion-spliced fiber laser. In *Nonlinear Photonics* (pp. NpM4C-6). Optical Society of America.

**[Martinez 2018]** Martinez, Ramon A., et al. "Mid-infrared supercontinuum generation from 1.6 to > 11  $\mu\text{m}$  using concatenated step-index fluoride and chalcogenide fibers." *Optics letters* 43.2 (2018): 296-299.

**[Krupa 2018]** Krupa, Katarzyna, et al. "Spatiotemporal light-beam compression from nonlinear mode coupling." *Physical Review A* 97.4 (2018): 043836.

**[Tegin 2018]** Teğın, U., & Ortaç, B. (2018). Cascaded Raman scattering based high power octave-spanning supercontinuum generation in graded-index multimode fibers. *Scientific reports*, 8(1), 1-7.

**[Théberge 2018]** Théberge, Francis, et al. "Watt-level and spectrally flat mid-infrared supercontinuum in fluoroindate fibers." *Photonics Research* 6.6 (2018): 609-613.

**[Agrawal 2019]** Agrawal, G. P. *Nonlinear Fiber Optics*.

**[Deliancourt 2019]** Deliancourt, Etienne, et al. "Kerr beam self-cleaning on the LP 11 mode in graded-index multimode fibers." *OSA Continuum* 2.4 (2019): 1089-1096.

**[2-Deliancourt 2019]** Deliancourt, Etienne, et al. "Wavefront shaping for optimized many-mode Kerr beam self-cleaning in graded-index multimode fiber." *Optics express* 27.12 (2019): 17311-17321.

**[Fusaro 2019]** Fusaro, Adrien, et al. "Dramatic acceleration of wave condensation mediated by disorder in multimode fibers." *Physical review letters* 122.12 (2019): 123902.\*

**[Garnier 2019]** J. Garnier, A. Fusaro, K. Baudin, C. Michel, K. Krupa, G. Millot, and A. Picozzi, "Wave condensation with weak disorder versus beam self-cleaning in multimode fibers," *Phys. Rev. A* 100(5), 053835 (2019).

**[Krupa 2019]** Krupa, Katarzyna, et al. "Multimode nonlinear fiber optics, a spatiotemporal avenue." *APL Photonics* 4.11 (2019): 110901.

**[2-Krupa 2019]** Krupa, K., Castañeda, G. G., Tonello, A., Niang, A., Kharenko, D. S., Fabert, M., ... & Wabnitz, S. (2019). Nonlinear polarization dynamics of Kerr beam self-cleaning in a graded-index multimode optical fiber. *Optics letters*, 44(1), 171-174.

**[Lemiere 2019]** Lemiere, A., Désévéday, F., Mathey, P., Froidevaux, P., Gadret, G., Jules, J. C., ... & Smektala, F. (2019). Mid-infrared supercontinuum generation from 2 to 14  $\mu\text{m}$  in arsenic-and antimony-free chalcogenide glass fibers. *JOSA B*, 36(2), A183-A192.

**[Martinez 2019]** Martinez, Ramon A., et al. "Active mid-wave to long-wave supercontinuum FTIR sensor for standoff chemical detection." *Journal of Lightwave Technology* 37.14 (2019): 3626-3636.

**[Podivilov 2019]** Podivilov, E. V., Kharenko, D. S., Gonta, V. A., Krupa, K., Sidelnikov, O. S., Turitsyn, S., ... & Wabnitz, S. (2019). Hydrodynamic 2D turbulence and spatial beam condensation in multimode optical fibers. *Physical review letters*, 122(10), 103902.

**[Teĝin 2019]** Teĝin, Uğur, et al. "Spatiotemporal self-similar fiber laser." *Optica* 6.11 (2019): 1412-1415.

**[WU 2019]** Wu, Fan O., Absar U. Hassan, and Demetrios N. Christodoulides. "Thermodynamic theory of highly multimoded nonlinear optical systems." *Nature Photonics* 13.11 (2019): 776-782.

**[Zhang 2019]** Zhang, Yi, Yingchun Cao, and Ji-Xin Cheng. "High-resolution photoacoustic endoscope through beam self-cleaning in a graded index fiber." *Optics letters* 44.15 (2019): 3841-3844.

**[Eslami 2020]** Eslami, Z., Ryczkowski, P., Salmela, L., & Genty, G. (2020). Low-noise octave-spanning mid-infrared supercontinuum generation in a multimode chalcogenide fiber. *Optics Letters*, 45(11), 3103-3106.

**[Fabert 2020]** Fabert, M., Săpânțan, M., Krupa, K., Tonello, A., Leventoux, Y., Février, S., ... & Couderc, V. (2020). "Coherent combining of self-cleaned multimode beams." *Scientific reports*, 10(1), 1-6

**[Jing 2020]** Jing, Joseph C., Xiaoming Wei, and Lihong V. Wang. "Spatio-temporal-spectral imaging of non-repeatable dissipative soliton dynamics." *Nature communications* 11.1 (2020): 1-9.

**[Venck 2020]** Venck, Sébastien, et al. "2–10  $\mu\text{m}$  Mid-Infrared Fiber-Based Supercontinuum Laser Source: Experiment and Simulation." *Laser & Photonics Reviews* 14.6 (2020): 2000011.

**[Wright 2020]** Wright, L.G., Sidorenko, P., Pourbeyram, H. et al. Mechanisms of spatiotemporal mode-locking. *Nat. Phys.* 16, 565–570 (2020).

**[Linstrom 2021]** P.J. Linstrom and W.G. Mallard, Eds., NIST Chemistry WebBook, NIST Standard Reference Database Number 69, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg MD, 20899, <https://doi.org/10.18434/T4D303>, (récupérée 20 Décembre 2021).

**[Moussa 2021]** Moussa, Nawell Ould, et al. "Spatiotemporal beam self-cleaning for high-resolution nonlinear fluorescence imaging with multimode fiber." *Scientific Reports* 11.1 (2021): 1-8.

## V. Liste des travaux publiés

### V.1. Journaux à comité de lecture

En plus de la liste suivante, nous aimerions publier deux articles : un sur la combinaison de faisceau (comme présenté dans le chapitre II-3 de cette thèse), et un sur la génération de supercontinuum MIR (comme présenté dans le chapitre III-3)

Y. Leventoux, G. Granger, K. Krupa, T. Mansuryan, M. Fabert, A. Tonello, S. Wabnitz, V. Couderc, and S. Février, "**Frequency-resolved spatial beam mapping in multimode fibers: application to mid-infrared supercontinuum generation**" *Opt. Lett.* 46, 3717-3720 (2021)

Y. Leventoux, G. Granger, K. Krupa, A. Tonello, G. Millot, M. Ferraro, F. Mangini, M. Zitelli, S. Wabnitz, S. Février, and V. Couderc, "**3D time-domain beam mapping for studying nonlinear dynamics in multimode optical fibers,**" *Opt. Lett.* 46, 66-69 (2021)

Y. Leventoux, A. Parriaux, O. Sidelnikov, G. Granger, M. Jossent, L. Lavoute, D. Gaponov, M. Fabert, A. Tonello, K. Krupa, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, G. Millot, S. Février, S. Wabnitz, and V. Couderc, "**Highly efficient few-mode spatial beam self-cleaning at 1.5 $\mu$ m,**" *Opt. Express* 28, 14333-14344 (2020)

Konstantin Bobkov, Andrey Levchenko, Tatiana Kashaykina, Svetlana Aleshkina, Mikhail Bubnov, Denis Lipatov, Aleksandr Laptev, Alexey Guryanov, Yann Leventoux, Geoffroy Granger, Vincent Couderc, Sébastien Février, and Mikhail Likhachev, "**Scaling of average power in sub-MW peak power Yb-doped tapered fiber picosecond pulse amplifiers,**" *Opt. Express* 29, 1722-1735 (2021)

Fabert, M., Săpânțan, M., Krupa, K., Tonello, A., Leventoux, Y., Février, S, ... & Couderc, V. (2020). "**Coherent combining of self-cleaned multimode beams.**" *Scientific reports*, 10(1), 1-6.

I. Tiliouine, H. Delahaye, G. Granger, Y. Leventoux, C. E. Jimenez, V. Couderc, and S. Février, "**Fiber-based source of 500 kW mid-infrared solitons,**" *Opt. Lett.* 46, 5890-5893 (2021)

### V.2. Conférences internationale

Les noms en gras et soulignés sont les auteurs ayant présenté les conférences.

#### V.2.a. Oraux

**Y Leventoux**, et al. "0.75-6  $\mu$ m supercontinuum generation using spatiotemporal nonlinear dynamics in graded index multimode fiber." *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC). IEEE, 2021.*

**Y Leventoux**, et al. "Spatio-Temporal Beam Mapping for Studying Nonlinear Dynamics in Graded Index Multimode Fiber." *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. No. paper SM4P. 4. 2020.

B Shalaby, **Leventoux Y** et al. « All Multimode Smart Endoscopic Cleaning System Monitored by Libs Spectroscopy." In *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* (pp. 1-1). IEEE.

Y Leventoux, G Granger, A Parriaux, M Jossent, L Lavoute, D Gaponov, A Tonello, K Krupa, M Fabert, G Millot, S Février, **S Wabnitz**, V Couderc. "Multimode fiber beam self-cleaning in the anomalous dispersion regime." *CLEO: Science and Innovations. Optical Society of America, 2019.*

Granger, G., Leventoux, Y., Tonello, A., Wabnitz, S., Couderc, V., & **Fevrier, S.** (2020, July). "Mid-infrared supercontinuum generation seeded by geometrical parametric instabilities amplified in TDFA." In *Specialty Optical Fibers* (pp. SoTu3H-6). Optical Society of America.

Leventoux, Y., Fabert, M., Săpânțan, M., **Krupa, K.**, Tonello, A., Granger, G., ... & Couderc, V. "Latest experimental advances in nonlinear multimode fiber optics." In *2021 Conference on Lasers and Electro-*

*Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* (pp. 1-1). IEEE. (**Papier invité**)

**Tiliouine, I.**, Granger, G., Delahaye, H., Leventoux, Y., Couderc, V., & Février, S. "All-fiber format source of 50 nJ 9 cycle pulses at 2.95  $\mu\text{m}$ ." In *2021 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)* (pp. 1-1). IEEE.

Jima, M. A., Deliancourt, E., Jauberteau, R., Leventoux, Y., Niang, A., Krupa, K., **Tonello, A.** ... & Couderc, V. (2021, May). "Spatial Beam Evolution in Nonlinear Multimode Fibers." In *CLEO: Science and Innovations (pp. SM1F-3)*. Optical Society of America. (**Papier invité**)

### V.2.b. Posters

**Y Leventoux** et al. "Experimental Evidence of the Real Multimode Nature of Geometric Parametric Instability." *2020 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*. IEEE, 2020.

**Y Leventoux**, et al. "Kerr beam self-cleaning in the telecom band." *2019 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*. IEEE, 2019.

## V.3. Conférences nationales

Les noms en gras et soulignés sont les auteurs ayant présenté les conférences.

### V.3.a. Oraux

**Y Leventoux** et al. « Génération d'un supercontinuum couvrant trois octaves de 0,75 à 6  $\mu\text{m}$  fondée sur les dynamiques spatio-temporelles non linéaires d'une fibre multimode à gradient d'indice : application à la spectroscopie infrarouge » *Optique Dijon 2021*. 2021.

**Idris Tiliouine**, Geoffroy Granger, Hugo Delahaye, Yann Leventoux, Vincent Couderc, et Sébastien Février « Génération d'impulsions ultrabrèves de haute énergie (50 nJ) à 2950 nm dans des fibres optiques » *Optique Dijon 2021*. 2021.

### V.3.b. Posters

**Y Leventoux** et al. « Etude spectrospatiale des instabilités géométriques paramétriques » JNOG 2019

**Y Leventoux** et al. « Auto-nettoyage de faisceaux multimodes dans la bande télécom » JNOG 2019