



HAL
open science

Développement d'un système laser basé sur l'amplification paramétrique optique délivrant des impulsions courtes et de forte énergie pour l'injection d'une chaîne laser UHI

Léa Lafargue

► **To cite this version:**

Léa Lafargue. Développement d'un système laser basé sur l'amplification paramétrique optique délivrant des impulsions courtes et de forte énergie pour l'injection d'une chaîne laser UHI. Optique [physics.optics]. Université de Lille, 2024. Français. NNT : 2024ULILR010 . tel-04708659

HAL Id: tel-04708659

<https://theses.hal.science/tel-04708659v1>

Submitted on 25 Sep 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Université de Lille

École doctorale Sciences de la Matière, du Rayonnement et de l'Environnement

Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules

Thèse de doctorat

Pour obtenir le grade de

Docteur en Physique de l'Université de Lille

Spécialité : Milieux dilués et optique fondamentale

Par

Léa LAFARGUE

**Développement d'un système laser basé sur
l'amplification paramétrique optique délivrant des
impulsions courtes et de forte énergie pour l'injection
d'une chaîne laser *UHI***

Thèse soutenue publiquement le 13 mars 2024 devant le jury composé de :

Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT	Professeure, XLIM-Limoges	Rapportrice
Marc HANNA	Directeur de recherche, LCF-Paris-Saclay	Rapporteur
Jean-Christophe DELAGNES	Maître de conférence, CELIA-Bordeaux	Examineur
Aurélie JULLIEN	Directrice de recherche, INPHYNI-Côte d'Azur	Présidente du jury
Géraud BOUWMANS	Professeur, PhLAM-Lille	Directeur de thèse
Emmanuel HUGONNOT	Directeur de recherche, CEA CESTA-Le Barp	Co-directeur de thèse
Florent SCOL	Ingénieur chercheur, CEA CESTA-Le Barp	Encadrant

Remerciements

Il vient l'heure de finaliser ce manuscrit et de clôturer ces presque quatre années de thèse, réalisées au sein du CEA CESTA (Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives – Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine) en collaboration avec le PhLAM (Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules).

Premièrement, je souhaite remercier l'ensemble des membres du jury d'avoir accepté de prendre part au jugement de mes travaux de thèse. Merci à Agnès Desfarges-Berthelemot et à Marc Hanna pour leur temps consacré à la relecture du manuscrit. Merci également à Aurélie Jullien et à Jean-Christophe Delagnes pour l'apport de leur expertise lors de la soutenance.

Je tiens à remercier grandement mes deux directeurs de thèse, Géraud et Emmanuel, pour leur encadrement sans faille durant ce parcours semé d'embûches et de réussites. Je retiendrai vos esprits aiguisés quant à l'apport de solutions à mes problèmes de « laboratoire », votre capacité à partager vos connaissances dans de nombreux domaines de la physique et votre disponibilité malgré vos agendas chargés. Je ressors grandie scientifiquement et humainement d'avoir pu travailler à vos côtés et pour cela merci ! Géraud, les réunions « visio » étaient toujours des moments d'échanges constructifs et ta vision rigoureuse a été pour moi une grande source de motivation. Je me souviendrai de mon voyage à Lille pour la Journée des Doctorants qui finalement s'est dirigée vers un fibrage en direct (plutôt un mal pour un bien !). Emmanuel, ton accompagnement quotidien, tes précieux conseils et ton sens de l'efficacité m'ont permis d'évoluer tout au long de la thèse. Merci d'avoir répondu présent dans les périodes critiques telles que la rédaction de l'article et la relecture du manuscrit !

Une attention particulière à Florent, qui m'a accompagnée du stage de fin d'études à la soutenance de thèse. Je te remercie d'avoir pris le temps de m'encadrer, m'apprendre, me conseiller et m'encourager tout au long de cette aventure ! J'ai sincèrement apprécié ta confiance, ta bienveillance, ta pédagogie et ton sens de la rigueur scientifique qui par faisait chacune de mes présentations. Tu as été un pilier immuable et pour cela un énorme merci !

Un grand merci à Gilles, avec qui j'ai partagé ma dernière année de thèse. Merci pour le partage de tes connaissances en optique non linéaire et pour la multitude de conseils pratiques concernant la vie professionnelle mais aussi personnelle. Tu as été un acolyte modèle, les sessions au laboratoire me manquent déjà !

Je remercie également Olivier Vanvincq pour son travail de simulation ainsi que Christophe Dorrer pour son expertise et ses précisions sur l'OPA.

Le déroulement de la thèse n'aurait pas eu la même tonalité sans le cadre de travail idéal dont j'ai eu la chance de profiter. Je tiens à remercier l'ensemble des collègues du LTL pour leur soutien et les pauses café très souvent décompressantes pour cela merci à Elodie, Patrick, Yann, Arno, les deux Nicolas, Frédéric, Thibaut, William, Louis, Arnaud, Catherine, Odile, Philippe, Michel, Sandy, Christophe, Stéphane, Morgane, Manon, Dominique et Jacques. Merci aux stagiaires et post-doc successifs d'avoir animé l'aquarium et d'être toujours partants pour partager quelques verres ! Une

pensée aux anciens du labo, partis vers de nouvelles contrées, merci Jérôme, Steeve et Claude pour votre sympathie.

Vient le tour de mes colocs de bureau, pour sa constante bonne humeur je remercie chaleureusement le tout premier : Sébastien. Bien que le partage de bureau ne fût pas long, tu es toujours resté non loin ! Je garderai longtemps en mémoire notre voyage à Munich et ses nombreuses péripéties...

Que seraient ces remerciements sans aborder le pays-basque, merci à Etienne et Nicolas, mes deux parrains Euskadi du CUCIPhy. Je retiendrai les innombrables moments de rigolade au bureau comme à l'extérieur ! Etienne, merci pour ta générosité, ton aide précieuse au laboratoire et ton soutien continu malgré tes excursions à l'autre bout du monde. Nico, merci pour ta joie de vivre, tes conseils sur l'après-thèse et tes anecdotes.

Enfin, merci aux compatriotes de mon ultime bureau : Thomas, Hadrien et Corentin. C'était un réel plaisir de partager les dernières lignes droites de nos thèses et de s'encourager mutuellement. Le quatuor formé était parfait, entre la sagesse de certains et les blagues d'Hadrien ! Thomas, merci pour ta vision passionnée de la vie et tes sauvetages au badminton (promis un jour on gagnera un tournoi). Hadrien, merci pour ta fougue et ton ouverture d'esprit, courage pour la fin de rédaction, tu y es presque ! Corentin, merci pour les fréquentes discussions sur les fibres et ton esprit réfléchi, tu es maintenant le seul rescapé du bureau et j'en suis sûre, tu termineras sans soucis !

Une pensée pour Laurence, merci pour ton écoute, tes encouragements et tes petites attentions. C'était toujours un plaisir de discuter avec toi !

Un mot pour Patrick, merci pour tous les repas partagés à la cantine et ta bienveillance landaise.

Au-delà du contexte professionnel, je souhaite remercier ma famille et particulièrement mes parents pour votre confiance et votre soutien indéfectible tout au long de ces longues années d'étude. Je tiens également à remercier ma deuxième famille, Marie et Fred, pour vos encouragements permanents et les nombreux moments de décompression !

Merci à mes amis pour leur support et tous les moments de rires, de détente, de basket, de dégustations, de vacances... Ceux de toujours Marion, Momo et Michou, merci pour votre amitié sincère depuis tant d'années. Les filles de Céline aka Amandine, Méline, Mel, Julie, Tess et les autres, merci pour les émotions chaque dimanche et samedi soir (à l'époque de l'ABG), les tournois, les sorties et les cinés ! La team FBI, Pauline, Elia et KK, mes compagnons de la licence au master, merci pour tous les moments de fou rire depuis le début !

Mes derniers remerciements s'adressent à Cyril, de Saige en passant par Mios puis Vichy, merci de m'avoir soutenue quotidiennement dans les moments de joie comme de doute, aussi d'avoir relu le manuscrit de ton œil aguerri. Tu es mon premier supporter, mon phare dans la nuit, j'espère t'avoir rendu fier !

Tables des matières

Remerciements	3
Tables des matières	6
Liste des abréviations	9
I. Positionnement des travaux de thèse dans le cadre des pilotes de type UHI	12
1 Installation LMJ/PETAL	13
1.1 Architecture générale de la chaîne laser PETAL	15
1.2 Architecture du pilote de PETAL à ce jour	16
2 Poursuite des études sur les pilotes de type UHI	17
2.1 Architecture du démonstrateur pilote à l'échelle 1	17
2.2 Ouverture sur le plan de thèse	18
Bibliographie	20
II. Physique mise en œuvre au sein du pilote développé en laboratoire	23
1 Modélisation d'une impulsion laser ultracourte	24
2 Propagation d'une impulsion laser ultracourte dans un milieu matériel	27
2.1 Equation de propagation et notion de polarisation	27
2.2 Effets de dispersion	28
2.2.1 Principe	28
2.2.2 Application à l'amplification d'impulsions à dérive de fréquence	30
2.3 Effets non linéaires liés à la susceptibilité d'ordre 2 : mélange à trois ondes	32
2.4 Effets non linéaires liés à la susceptibilité d'ordre 3	39
2.4.1 Effet Kerr optique	40
2.4.2 Mélange à quatre ondes pour l'amplification paramétrique optique fibrée	41
2.4.3 Phénomènes de diffusion stimulée	46
2.4.3.1 Diffusion Raman stimulée	46
2.4.3.2 Diffusion Brillouin stimulée	48
Bibliographie	49
III. Source femtoseconde entièrement fibrée à 1053 nm dans la gamme microjoule	52
1 Définition du besoin laser et généralités	53
1.1 Etat de l'art de l'amplification paramétrique fibrée d'impulsions à dérive de fréquence	53
1.1.1 Résultats majeurs de la technique FOPCPA	53
1.1.2 Objectifs visés dans le cadre du développement d'un démonstrateur pilote à l'échelle 1	56
1.2 Performances laser recherchées et cahier des charges associé	56
2 Réalisation d'une fibre optique répondant au besoin laser	59
2.1 Principe de guidage dans les fibres optiques microstructurées	59

2.1.1	Guidage par réflexion totale interne	60
2.1.2	Guidage par réflexion totale interne modifiée	61
2.1.3	Guidage par bande interdite photonique	63
2.2	Cahier des charges, vers une fibre optique répondant au besoin	66
2.3	Fabrication des fibres microstructurées	67
2.4	Itérations pour le développement de la fibre non linéaire	69
2.4.1	Fibre à guidage par bande interdite photonique toute solide	69
2.4.2	Fibre à guidage par bande interdite photonique toute solide avec barreaux de contraintes	71
2.4.3	Fibre hybride à microstructures d'air	72
2.4.4	Fibre hybride à microstructures d'air manchonnée	74
2.4.4.1	Préparation de la fibre non linéaire	75
2.4.4.2	Etudes numérique et expérimentale du tronçon de fibre pour l'amplification paramétrique	80
2.4.4.3	Caractérisation du maintien de polarisation de la fibre	86
2.4.4.4	Caractérisation des pertes et du contenu modal de la fibre	88
2.4.4.5	Conclusion sur le tronçon nominal pour l'amplification paramétrique	90
3	Conception et mise en œuvre d'un étage d'amplification paramétrique optique fibrée d'impulsions à dérive de fréquence (FOPCPA)	91
3.1	Génération et étirement du signal	92
3.2	Mise en œuvre de la pompe nanoseconde microjoule	93
3.2.1	Génération et première amplification de l'onde de pompe	93
3.2.2	Mise en forme temporelle de l'impulsion de pompe	95
3.2.3	Montée en énergie des impulsions de pompe	96
3.3	Résultats d'amplification paramétrique optique	98
3.4	Synthèse des performances et perspectives de montée en énergie	100
	Bibliographie	102
IV.	Démonstrateur pilote pour la montée en énergie à 1053 nm	106
1	Définition du besoin laser et généralités	107
1.1	Résultats majeurs de la technique OPCPA appliqués à notre utilisation	107
1.2	Performances laser recherchées et cahier des charges	109
2	Etude de dimensionnement	112
2.1	Laser de pompe commercial	112
2.2	Choix des cristaux non linéaires	113
2.3	Effets parasites attendus et solutions	120
3	Réalisation d'un système d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (OPCPA)	121
3.1	Architecture générale du démonstrateur pilote	124
3.2	Mise en forme des faisceaux signal et pompe	126
3.2.1	Filtrage spatial et réduction en cadence du faisceau signal	126
3.2.2	Filtrage spectral et imagerie du faisceau signal	127
3.2.3	Imagerie du faisceau pompe	129
3.3	Résultats d'amplification paramétrique optique	130
3.3.1	Réglages en recouvrement spatial et temporel, en énergie et en polarisation	130
3.3.2	Caractérisation du laser de pompe	131
3.3.3	Etudes numériques et expérimentales d'amplification paramétrique optique	132

3.4	Compression des impulsions amplifiées	137
4	Synthèse et ouverture vers des études de contraste au sein du démonstrateur pilote	140
	<i>Bibliographie</i>	142
V.	Conclusion générale et perspectives	146
	<i>Bibliographie</i>	150
	ANNEXE III-A – Résultats expérimentaux concernant un autre tronçon de fibre hybride	152
	ANNEXE III-B – Estimation du zéro de dispersion (ZDW)	153
	ANNEXE IV-A – Expression des indices de réfraction	156
	ANNEXE IV-B – Schéma expérimental du démonstrateur pilote	157
	ANNEXE IV-C – Imagerie des faisceaux pompe et signal	159
	<i>Liste des figures</i>	161
	<i>Liste des tableaux</i>	170
	<i>Résumé</i>	172
	<i>Abstract</i>	173

Liste des abréviations

Institutions/Installations

CEA CESTA	Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives – Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine
DAM	Direction des Applications Militaires
LMJ	Laser Mégajoule
PETAL	Petawatt Aquitaine Laser
PhLAM	Laboratoire de Physique des Lasers, Atomes et Molécules

Termes techniques

AOM	Modulateur Acousto-Optique
ASE	Emission Spontanée Amplifiée
AWG	Générateur Arbitraire de Forme
BIP	Bande Interdite Photonique
CEP	Phase entre l'enveloppe et la porteuse du champ électrique
CFBG	Réseaux de Bragg à dérive de fréquence
CPA	Amplification à dérive de fréquence
DFG	Différence de fréquences
EOM	Modulateur Electro-Optique
FM-AM	Conversion de modulation de fréquence en modulation d'amplitude
FOPA	Amplification paramétrique optique fibrée
FOPCPA	Amplification paramétrique optique fibrée à dérive de fréquence
FSM	Indice « moyenné » de gain d'une fibre microstructurée
FT	Durée limitée en Transformée de Fourier
FWHM	Largeur à mi-hauteur
IO	Isolateur Optique
GVD	Dispersion de vitesse de groupe
LMA	Large Aire Modale
MPA	Module pré-amplificateur
MFD	Diamètre de mode

NIR	Proche Infrarouge
OPA	Amplification paramétrique optique
OPCPA	Amplification paramétrique optique à dérive de fréquence
PCF	Fibre à cristaux photonique
PM	Maintien de Polarisation
PMI	Instabilité de Modulation de Polarisation
RTI	Réflexion Totale Interne
RTIM	Réflexion Totale Interne Modifiée
SBS	Diffusion Brillouin Stimulée
SHG	Génération de seconde harmonique
SFG	Génération de somme de fréquences
SMI	Instabilité de Modulation Scalaire
SPM	Automodulation de phase
SRS	Diffusion Raman Stimulée
TF	Filtre accordable
UHI	Installation laser de puissance d'ultra-haute intensité
XPMI	Instabilité de Modulation de Polarisation Croisée
YDFA	Amplificateur fibré Ytterbium
ZDW	Zéro de dispersion

Matériaux

B	Bore
<i>BBO</i>	β -borate de lithium
<i>BIBO</i>	Bismuth triborate
Ge	Germanium
<i>KNbO₃</i>	Niobate de potassium
<i>LBO</i>	Triborate de lithium
<i>LiNbO₃</i>	Niobate de lithium
<i>LiO₃</i>	Iodate de lithium
Nd :verre	Néodyme : verre
Nd :YAG	Néodyme : grenat d'yttrium-aluminium
Ti :Sa	Titane :Saphir

YCOB Yttrium Calcium Oxyborate

I. Positionnement des travaux de thèse dans le cadre des pilotes de type *UHI*

Depuis son invention en 1960 [1], le laser suscite de nombreux intérêts de par ses propriétés uniques. Cet outil, devenu indispensable à notre ère moderne, est capable de concentrer des énergies importantes en des temps ultracourts. Ces dernières décennies, les installations laser de forte intensité (*UHI*, de l'anglais *ultrahigh intensity laser*) ne cessent de repousser leurs limites avec des intensités sur cible approchant $10^{22} \text{ W.cm}^{-2}$ [2]. L'accession aux très hautes intensités s'est vue promue depuis l'invention de l'amplification d'impulsions à dérive de fréquence [3] (*CPA*, de l'anglais *chirped pulse amplification*). Cette technique assure une amplification menant à des impulsions de haute énergie tout en se maintenant sous les seuils de dommage des composants optiques. Toutefois, à de tels niveaux d'intensité délivrés sur cible, la maîtrise du contraste temporel des impulsions devient un enjeu clé. Défini comme le rapport de signal entre la crête d'une impulsion et son piédestal sur une plage temporelle de quelques dizaines voire centaines de picosecondes, le contraste tient un rôle essentiel au sein des interactions laser-matière. Une des méthodes d'amélioration de ce paramètre repose sur le couplage de la technique *CPA* avec l'amplification paramétrique optique (*OPA*, de l'anglais *optical parametric amplification*), communément nommé *OPCPA* [4]. Assuré d'une préservation du contraste temporel [5], le faisceau s'affranchit des pré-impulsions problématiques pouvant induire une détérioration de la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale. Au moyen de recherches scientifiques et d'évolutions technologiques, les installations *UHI* réalisent à ce jour des expériences d'interaction lumière-matière de plus en plus variées et avec un niveau de performances (énergie, durée d'impulsions, contraste temporel) continuellement plus élevé.

Le contexte général de notre étude est celui de l'installation *UHI* LMJ/PETAL¹. Dans un premier temps, nous présentons l'architecture globale actuelle de PETAL pour ensuite détailler l'architecture, les performances du pilote et les caractéristiques des impulsions délivrées. Dans un second temps, nous décrivons les évolutions choisies dans le cadre des études tout en s'orientant vers les travaux effectués durant la thèse. Ces travaux ont pour mission de développer en laboratoire un démonstrateur pilote de type *UHI* à l'échelle 1.

¹ Acronyme de Laser Mégajoule/Petawatt Aquitaine Laser.

1 Installation LMJ/PETAL

Depuis la ratification par la France du Traité d'interdiction complet des essais nucléaires [6] en 1996 et afin de maintenir une dissuasion nucléaire pérenne, le CEA DAM s'appuie sur la mise en œuvre du programme Simulation [7]. Reposant sur le développement d'outils numériques couplés à des validations expérimentales, le programme Simulation vise à garantir la conception des têtes nucléaires des systèmes aéroportés et océaniques français. La validation expérimentale repose notamment sur les deux grandes installations : EPURE (Expérience de physique utilisant la radiographie éclair, site CEA Valduc) et LMJ (Laser Mégajoule, site CEA CESTA²). L'utilisation du LMJ consiste à étudier à petite échelle les mécanismes physiques rencontrés lors du fonctionnement nucléaire d'une arme. Dès 2001, le Ministère de la Défense fait preuve d'une politique d'ouverture du programme Simulation, s'adressant à la communauté scientifique nationale et internationale. PETAL, laser complémentaire au LMJ notamment en termes de durée d'impulsions (sub-picosecondes pour des durées nanosecondes sur l'installation LMJ), voit le jour dans ce courant, financé conjointement par le CEA, la région Nouvelle Aquitaine, le Ministère de la Recherche et l'Union européenne. L'installation LMJ/PETAL forme à partir de 2015 une installation unique au cœur de la physique des hautes densités d'énergie. Visant des puissances crêtes de l'ordre du Petawatt, PETAL s'inscrit dans le cadre de divers axes de recherche [8] tels que les interactions laser-plasma, l'astrophysique de laboratoire, la fusion par confinement inertiel en attaque directe ou encore des applications sociétales telles que le développement d'accélérateurs d'ions compacts voués à des pratiques médicales. De nombreuses expériences académiques ont été réalisées ces dernières années et, à titre illustratif, nous présentons une cible utilisée lors d'une campagne d'expériences sur la **Figure I.1**.



Figure I.1 : Photographie d'une cible en centre chambre utilisée dans le cadre d'une campagne de tirs PETAL. Crédit photo CEA - E. Journot.

PETAL se positionne dans le contexte international des installations *UHI*, illustré sur la **Figure I.2**. Le développement de ce type d'installations est un domaine de recherche particulièrement riche et dynamique, une cinquantaine (en construction ou pleinement établies) existant à travers le monde. Nous y dissocions les installations de forte énergie, délivrant des impulsions dans la gamme sub-picoseconde/kilojoule des installations d'énergie plus limitée (gamme femtoseconde/centaines de Joules) destinées à des applications dans le domaine ultra-relativiste grâce à leurs très hautes

² Le centre du CEA CESTA (Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives – Centre d'études scientifiques et techniques d'Aquitaine) est l'un des cinq centres de la DAM (Direction des applications militaires). Situé en sud Gironde, il accueille le grand instrument de physique LMJ/PETAL.

intensités [9]. À titre indicatif, l'installation LMJ se distingue au sein d'une dernière catégorie, couplant des impulsions de l'ordre de la nanoseconde en vue d'étudier les plasmas à haute densité d'énergie. Dans la globalité, ces installations diffèrent par leurs technologies d'amplification au sein des chaînes de puissance. Le verre dopé Néodyme, technologie mature, permet d'obtenir des impulsions de l'ordre de la picoseconde/nanoseconde de forte énergie (dans la gamme du kilojoule). Une limitation thermique est à souligner, n'autorisant pas une cadence élevée. A contrario, la technologie Ti:Sa permet la production d'impulsions ultracourtes (15-30 fs) à un haut taux de répétition. Cependant l'énergie produite se situe dans la gamme de la centaine de Joules.

Lors de cette étude, nous nous concentrons sur les installations de classe Petawatt gamme sub-picoseconde/kilojoule [10,11]. Dans ce cadre, nous pouvons citer OMEGA-EP, première chaîne laser atteignant le multi-kilojoule d'énergie en 2008 [12]. Ce système présent sur le site nord-américain du LLE (*Laboratory for Laser Energetics*) accède au Petawatt de puissance optique pour une durée d'impulsion de 1 ps. Dans le même registre, l'installation nipponne LFEX³ délivre une puissance de l'ordre de 2 PW avec des impulsions de l'ordre de la picoseconde et une énergie multi-kilojoule pour un contraste supérieur à 10^9 [13]. L'homologue français LMJ/PETAL tient son rôle avec des performances similaires (1,15 PW, 700 fs, 0,85 kJ [14]). Récemment, la chaîne laser L4f au sein de l'installation ELI-Beamlines⁴ a délivré une puissance de 10 PW pour des impulsions de l'ordre de la centaine de femtosecondes atteignant le kilojoule d'énergie [15], véritable avancée dans le secteur. De nombreux projets ambitieux voient le jour permettant la création de chaînes laser encore plus puissantes, nous pouvons entre autres citer SEL⁵ visant les 100 PW [11].

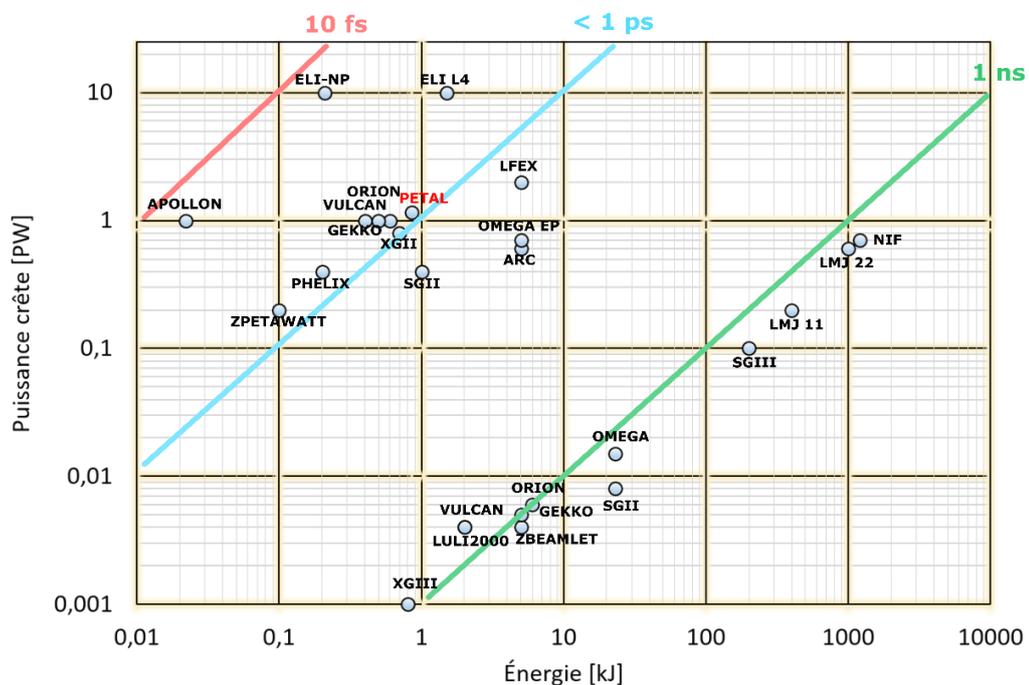


Figure I.2 : Panorama des installations en fonctionnement, données issues de [11].

³ Située au sein des locaux de l'Université d'Osaka, mise en route courant 2015.

⁴ Infrastructure européenne implantée en République Tchèque, opérationnelle depuis 2016.

⁵ Station intégrée au sein de SHINE (Shanghai High-repetition-rate XFEL aNd Extreme light facility) en Asie de l'Est.

1.1 Architecture générale de la chaîne laser PETAL

Sur la **Figure I.3** est représentée la chaîne laser PETAL au sein de l'installation LMJ. Une vision simplifiée de l'architecture globale de PETAL, de la création du train d'impulsions à la focalisation du faisceau sur cible, est disponible sur la **Figure I.4**. Au sein d'un système appelé pilote (détailé dans la suite, notamment sur la **Figure I.5**), l'impulsion initiale est générée, étirée temporellement d'un facteur 90 000 puis pré-amplifiée atteignant la dizaine de Mégawatt. Le faisceau est ensuite injecté dans la section amplificatrice de forte énergie (amplificateur à multiples passages basé sur l'utilisation de plaques de verre dopé Néodyme), le front d'onde y est corrigé par les mêmes technologies que les chaînes LMJ (filtrage spatial et utilisation d'un miroir déformable). À la sortie de la section amplificatrice, le faisceau atteint le kilojoule d'énergie pour une puissance crête de l'ordre du Térawatt. La compression, étape délicate du fait des niveaux de puissance visés, permet de réduire les durées d'impulsions pour atteindre des durées inférieures à la picoseconde et une puissance crête aux alentours du Petawatt. Enfin, le faisceau est focalisé sur la cible dans la chambre d'expérience, avec une intensité proche de $10^{19} \text{ W.cm}^{-2}$.

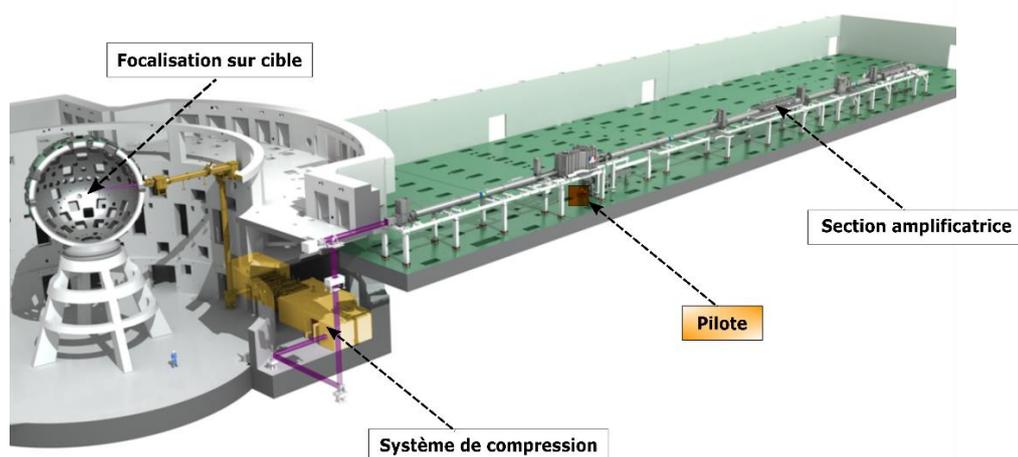


Figure I.3 : Vue schématique de la chaîne laser PETAL au sein de l'installation LMJ. Le bâtiment LMJ possède les dimensions suivantes : 300 m de longueur et 100 m de largeur pour une chambre d'expérience de 10 m de diamètre.

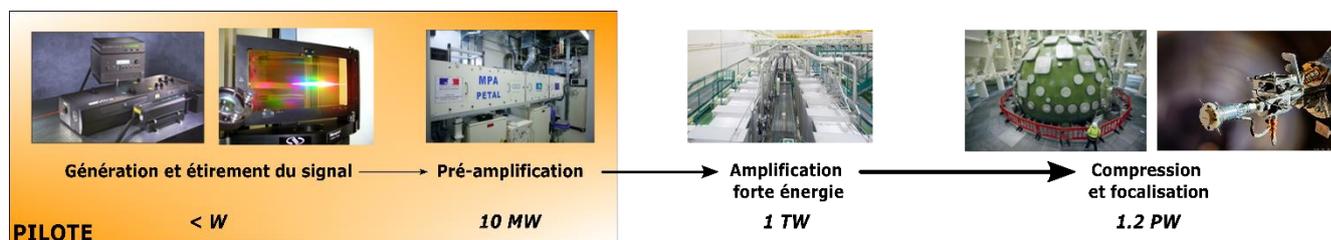


Figure I.4 : Représentation schématique simplifiée de l'architecture optique de PETAL. Nous disposons d'une puissance de l'ordre du Petawatt pour une énergie de 850 J lors de la focalisation sur cible, performances démontrées au sein de l'article [14].

1.2 Architecture du pilote de PETAL à ce jour

Le pilote est un des sous-systèmes garants de la maîtrise des performances laser de PETAL, créant l'impulsion avant de la mettre en forme temporellement, spectralement et spatialement. Le signal y est généré, étiré puis pré-amplifié avant son injection dans les chaînes de puissance. La **Figure I.5** présente l'architecture détaillée du pilote actuel de PETAL [16] reposant sur une architecture *OPCPA*⁶. Comme déjà abordé, ce type d'architecture permet de préserver le niveau de contraste évitant toute pré-ionisation de la cible avant l'arrivée de l'impulsion principale.

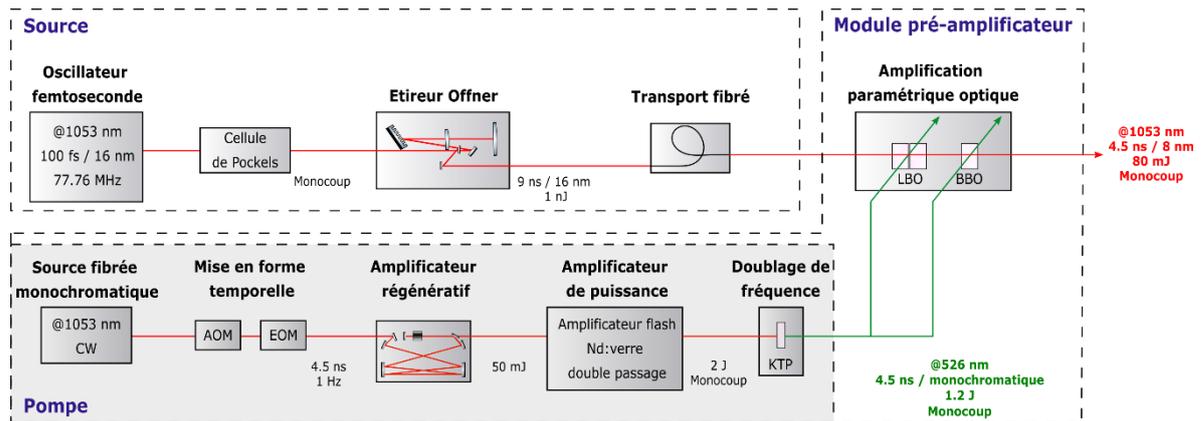


Figure I.5 : Architecture optique détaillée du pilote de PETAL. (AOM) pour l'anglais *acousto-optic modulator*. (EOM) pour l'anglais *electro-optic modulator*. Les encadrés en rose (KTP, LBO, BBO) symbolisent les cristaux non linéaires.

L'oscillateur femtoseconde de la source du pilote génère des impulsions de 100 fs avec une émission centrée à 1053 nm de largeur spectrale de 16 nm à mi-hauteur, via un mécanisme de blocage de modes par lentille Kerr. Après étirement (via un triplet Öffner) d'un facteur dispersif de 0,56 ns/nm, les impulsions peu énergétiques (de l'ordre du nanojoule) de 9 ns sont transportées à travers une fibre optique à maintien de polarisation jusqu'aux étages d'amplification paramétrique optique. Le module pré-amplificateur met en œuvre l'amplification du faisceau signal (issu de la source femtoseconde étirée) à l'aide d'un faisceau de pompe au sein de deux étages d'amplification paramétrique optique. Le laser de pompe est constitué d'un oscillateur fibré délivrant un train d'impulsions centré à 1053 nm, ensuite formaté temporellement (découpage d'impulsions dans un signal continu grâce à un modulateur acousto-optique et façonnage de la forme temporelle appliqué via un modulateur électro-optique). Cette étape de mise en forme temporelle consiste en une pré-compensation de la déformation de l'impulsion liée au phénomène de saturation par le gain [17] ayant lieu dans les étages d'amplification successifs. À la sortie des étages d'amplification de puissance, le faisceau de pompe est converti à 526 nm délivrant un faisceau de 1,2 J par impulsion. Nous remarquons une durée de pompe (4,5 ns) inférieure à celle du signal étiré, évitant une trop forte fluence dans les étages d'amplification paramétrique, tout en assurant un échange d'énergie efficace (travail à puissance crête constante). Cette durée garantit toutefois un spectre du signal amplifié suffisamment large pour les applications de PETAL. Le faisceau de pompe est ensuite scindé en deux voies, réparties chacune sur un étage

⁶ Processus non linéaire d'amplification, consistant en un transfert d'énergie entre une onde pompe de forte énergie et une onde signal de plus faible énergie, sur lequel nous revenons plus en détails dans le **chapitre 2**.

d'amplification paramétrique. Un premier étage d'amplification, composé de deux cristaux de *LBO* de 25 mm chacun, fonctionne en régime petit signal produisant un gain très élevé (50 dB). Le second étage, composé d'un cristal de *BBO* de 15 mm, fonctionne en régime de saturation et permet d'obtenir un faisceau signal amplifié jusqu'à 80 mJ, soit un gain total proche de 80 dB pour le signal issu de la source femtoseconde étirée. Une fois passé par les étages d'amplification paramétrique, le faisceau signal présente un profil temporel de 4,5 ns avec un spectre de 8 nm centré à 1053 nm. L'impulsion signal est ensuite injectée dans la chaîne de puissance. En raison du rétrécissement spectral par le gain présent dans la section amplificatrice, sa largeur spectrale est réduite à 3 nm (soit une durée minimale de l'ordre de 500 fs). Une fois plusieurs centaines de mètres parcourus, l'impulsion signal est comprimée avant d'être focalisée sur la cible.

2 Poursuite des études sur les pilotes de type *UHI*

L'idée de développer en laboratoire un pilote de nouvelle génération à l'échelle 1 est le fil conducteur des travaux présentés dans ce manuscrit. Le projet repose sur l'apport de technologies fibrées (dispositif d'étirement fibré, amplificateur fibré à 1053 nm, fibre à microstructures) et l'étude de leurs impacts sur les performances d'un démonstrateur pilote de type *UHI*. Ce domaine d'action vise la source du pilote (voir la **Figure I.5**), avec une transformation de l'architecture en se dirigeant vers un système entièrement fibré.

De plus, il est à noter que la faible récurrence du pilote (1 tir toutes les 4 minutes) rend les études paramétriques complexes, restreignant la maîtrise et l'optimisation du contraste temporel. Cela mène à une amélioration du faisceau de pompe du module pré-amplificateur (voir la **Figure I.5**). Le projet a donc pour vocation le développement et la réalisation d'un démonstrateur pilote de type *UHI* récurrent (quelques Hertz) délivrant des impulsions courtes à spectre large (10 nm), mises en forme temporellement et spatialement et pré-amplifiées à quelques centaines de millijoules.

2.1 Architecture du démonstrateur pilote à l'échelle 1

Le démonstrateur pilote développé en laboratoire est ainsi basé sur des étages d'amplification paramétrique pompés par un laser de pompe récurrent et sur la mise en œuvre de nouvelles technologies au sein d'une source entièrement fibrée. La **Figure I.6** présente l'architecture du pilote développé en laboratoire, les caractéristiques des impulsions en sortie de chaque sous-système sont exposées. Les mises en œuvre de la source femtoseconde fibrée et du module pré-amplificateur sont détaillées au sein des **chapitres 3 et 4** respectivement. Nous pouvons citer plusieurs évolutions en comparaison avec le pilote actuel de PETAL :

- Un remaniement de l'architecture de la source du pilote, amenant à un système entièrement fibré. Nous soulignons une réelle volonté d'amélioration de facilité d'utilisation, de fiabilité et de compacité. Nous pouvons citer l'utilisation d'un étireur fibré de type *CFBG* (de l'anglais *chirped fiber Bragg grating*), d'amplificateurs fibrés dopés Ytterbium ou l'utilisation de fibres optiques microstructurées
- L'ajout d'un étage d'amplification paramétrique optique fibré à dérive de fréquence ou *FOPCPA* (de l'anglais *fiber optical parametric chirped pulse amplification*) au sein du module source. Le principe physique du processus est décrit au sein du **chapitre 2**. Cet étage

d'amplification supplémentaire permettra de contribuer à l'augmentation de l'énergie en sortie du pilote tout en assurant un fonctionnement à saturation des étages d'amplification paramétrique du module pré-amplificateur [18]

- Un système de pompe récurrent (2 Hz) en vue d'étudier le contraste temporel et les contributeurs à sa dégradation
- Un changement du matériau amplificateur (Nd:YAG) de l'amplificateur de puissance du faisceau de pompe du module pré-amplificateur, favorisant une longueur d'onde de travail centrée à 1064 nm. Un travail à la dégénérescence du processus d'amplification paramétrique sera évité, une fois le doublage en fréquence effectué.

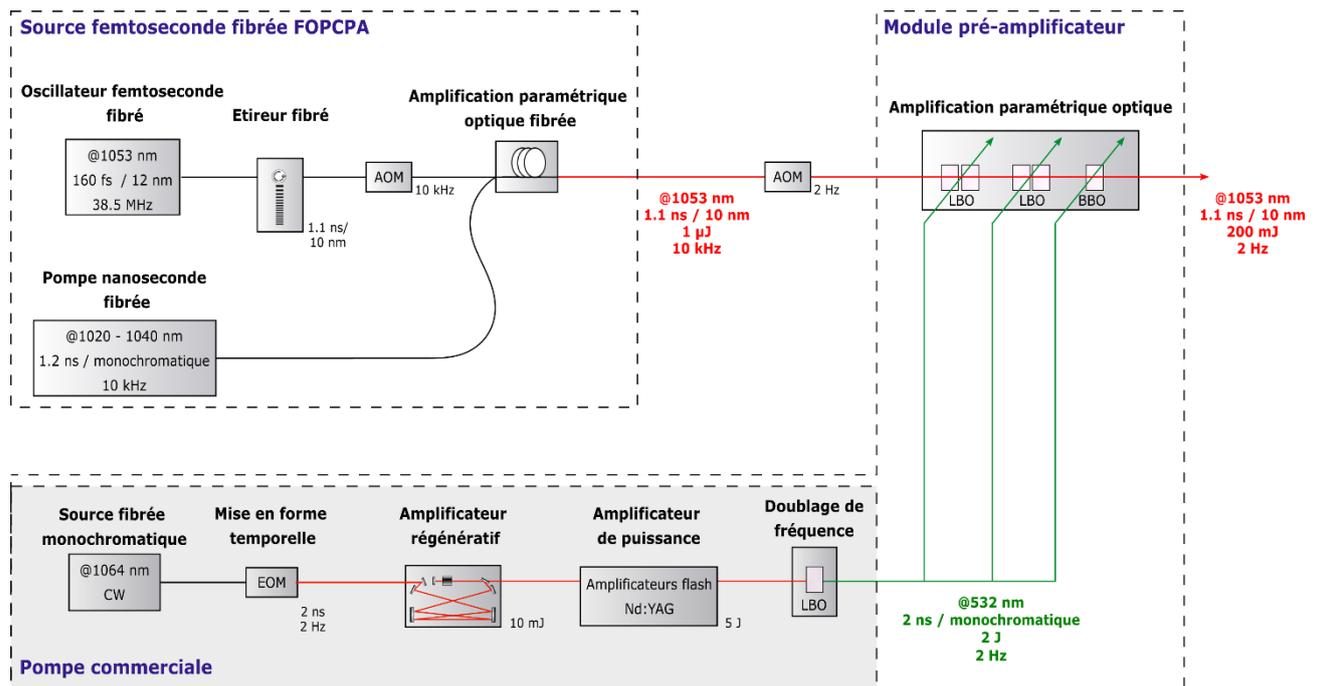


Figure I.6 : Architecture optique détaillée du démonstrateur pilote développé en laboratoire. (AOM) pour l'anglais *acousto-optic modulator*. (EOM) pour l'anglais *electro-optic modulator*. Les encadrés en rose (LBO, BBO) symbolisent les cristaux non linéaires.

2.2 Ouverture sur le plan de thèse

Dans ce contexte, les travaux de thèse s'articulent autour de deux axes principaux. Le premier se focalise sur le développement d'une source femtoseconde fibrée, sous-système entièrement fibré reposant sur un étage d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence FOPCPA. Après un état de l'art ajusté à notre domaine d'application, un cahier des charges définissant le besoin laser est établi. Accompagné d'un rappel concernant les différents mécanismes de guidage, un profil de fibre est déterminé, assumant diverses spécificités techniques. Les différentes étapes de développement sont explicitées, aboutissant à la fibre nominale. Enfin, les performances de la source femtoseconde fibrée sont présentées avec les détails d'architecture.

Le second axe porte sur la conception d'un démonstrateur pilote à échelle 1, basé sur une architecture OPCA, permettant d'atteindre un niveau d'énergie de plusieurs centaines de millijoules. Un état de l'art concernant les pilotes d'installation laser sous architecture OPCA est suivi par l'établissement d'un cahier des charges adapté aux performances recherchées. Une phase de

dimensionnement est explicitée et découle sur la définition de l'architecture des étages d'amplification paramétrique. De premiers résultats sont présentés, assistés par une étude numérique. Un dernier axe ouvre la voie à diverses études paramétriques concernant le contraste temporel.

Ces deux grandes parties sont précédées de rappels théoriques regroupant les principaux éléments de physique utilisés au sein du pilote impulsions courtes développé en laboratoire. Une vision d'ensemble des différents phénomènes (linéaires et non linéaires) pouvant supposément intervenir dans le cadre de nos conditions expérimentales est exposée. Le principe de la technique d'amplification à dérive de fréquence (*CPA*), à la base du pilote développé en laboratoire, est détaillé. Enfin, le démonstrateur pilote reposant sur des étages d'amplification paramétrique à la fois fibrés et en espace libre, nous présentons le principe d'amplification paramétrique dans chaque cas.

Bibliographie

1. T. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby," *Nature* **187**, 493–494 (1960).
2. J. H. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, C. W. Lee, J. M. Yang, Y. J. Son, Y. H. Jang, S. K. Lee, and C. H. Nam, "4.2 PW, 20 fs Ti:sapphire laser at 0.1 Hz," *Opt. Lett.*, OL **42**, 2058–2061 (2017).
3. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications* **55**, 447–449 (1985).
4. A. Dubietis, G. Jonušauskas, and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Optics Communications* **88**, 437–440 (1992).
5. C. Dorrer, "Analysis of pump-induced temporal contrast degradation in optical parametric chirped-pulse amplification," *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB* **24**, 3048–3057 (2007).
6. R. Butler, "United Nations Treaty Collection", 1996.
7. D. Mongin, W. Delahaye, CADAM, JPM Partner, "La Direction des Applications Militaires (CEA/DAM) au cœur de la dissuasion française", 2020..
8. J.-L. Miquel and E. Prene, "LMJ & PETAL status and program overview," *Nucl. Fusion* **59**, 032005 (2018).
9. F. Druon, M. Sentis, F. Salin, C. Le Blanc, P. Salières, F. Quéré, and P. Zeitoun, "Générer des impulsions laser ultra-brèves de très haute intensité : la technique du CPA: *Chirped pulse amplification* ou amplification par dérive de fréquence," *Reflets phys.* 13–25 (2019).
10. E. National Academies of Sciences, *Opportunities in Intense Ultrafast Lasers: Reaching for the Brightest Light* (2017).
11. C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage, T. Butcher, J.-C. F. Chanteloup, E. A. Chowdhury, A. Galvanauskas, L. A. Gizzi, J. Hein, D. I. Hillier, N. W. Hopps, Y. Kato, E. A. Khazanov, R. Kodama, G. Korn, R. Li, Y. Li, J. Limpert, J. Ma, C. H. Nam, D. Neely, D. Papadopoulos, R. R. Penman, L. Qian, J. J. Rocca, A. A. Shaykin, C. W. Siders, C. Spindloe, S. Szatmári, R. M. G. M. Trines, J. Zhu, P. Zhu, and J. D. Zuegel, "Petawatt and exawatt class lasers worldwide," *High Power Laser Science and Engineering* **7**, e54 (2019).
12. D. N. Maywar, J. H. Kelly, L. J. Waxer, S. F. B. Morse, I. A. Begishev, J. Bromage, C. Dorrer, J. L. Edwards, L. Folsbee, M. J. Guardalben, S. D. Jacobs, R. Jungquist, T. J. Kessler, R. W. Kidder, B. E. Kruschwitz, S. J. Loucks, J. R. Marciante, R. L. McCrory, D. D. Meyerhofer, A. V. Okishev, J. B. Oliver, G. Pien, J. Qiao, J. Puth, A. L. Rigatti, A. W. Schmid, M. J. S. III, C. Stoeckl, K. A. Thorp, and J. D. Zuegel, "OMEGA EP high-energy petawatt laser: progress and prospects," *J. Phys.: Conf. Ser.* **112**, 032007 (2008).
13. S. Fujioka, Y. Arikawa, S. Kojima, T. Johzaki, H. Nagatomo, H. Sawada, S. H. Lee, T. Shiroto, N. Ohnishi, A. Morace, X. Vaisseau, S. Sakata, Y. Abe, K. Matsuo, K. F. Farley Law, S. Tosaki, A. Yogo, K. Shigemori, Y. Hironaka, Z. Zhang, A. Sunahara, T. Ozaki, H. Sakagami, K. Mima, Y. Fujimoto, K. Yamanoi,

T. Norimatsu, S. Tokita, Y. Nakata, J. Kawanaka, T. Jitsuno, N. Miyanaga, M. Nakai, H. Nishimura, H. Shiraga, K. Kondo, M. Bailly-Grandvaux, C. Bellei, J. J. Santos, and H. Azechi, "Fast ignition realization experiment with high-contrast kilo-joule peta-watt LFEX laser and strong external magnetic field," *Physics of Plasmas* **23**, 056308 (2016).

14. N. Blanchot, G. Béhar, J. C. Chapuis, C. Chappuis, S. Chardavoine, J. F. Charrier, H. Coïc, C. Damiens-Dupont, J. Duthu, P. Garcia, J. P. Goossens, F. Granet, C. Grosset-Grange, P. Guerin, B. Hebrard, L. Hilsz, L. Lampaignere, T. Lacombe, E. Lavastre, T. Longhi, J. Luce, F. Macias, M. Mangeant, E. Mazataud, B. Minou, T. Morgaint, S. Noailles, J. Neauport, P. Patelli, E. Perrot-Minnot, C. Present, B. Remy, C. Rouyer, N. Santacreu, M. Sozet, D. Valla, and F. Laniesse, "1.15 PW-850 J compressed beam demonstration using the PETAL facility," *Opt. Express*, OE **25**, 16957–16970 (2017).

15. S. Weber, S. Bechet, S. Borneis, L. Brabec, M. Bučka, E. Chacon-Golcher, M. Ciappina, M. DeMarco, A. Fajstavr, K. Falk, E.-R. Garcia, J. Grosz, Y.-J. Gu, J.-C. Hernandez, M. Holec, P. Janečka, M. Jantač, M. Jirka, H. Kadlecova, D. Khikhlukha, O. Klimo, G. Korn, D. Kramer, D. Kumar, T. Lastovička, P. Lutoslawski, L. Morejon, V. Olšovcová, M. Rajdl, O. Renner, B. Rus, S. Singh, M. Šmid, M. Sokol, R. Versaci, R. Vrána, M. Vranic, J. Vyskočil, A. Wolf, and Q. Yu, "P3: An installation for high-energy density plasma physics and ultra-high intensity laser–matter interaction at ELI-Beamlines," *Matter and Radiation at Extremes* **2**, 149–176 (2017).

16. E. Hugonnot, G. Deschaseaux, O. Hartmann, and H. Coïc, "Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification," *Appl. Opt.*, AO **46**, 8181–8187 (2007).

17. E. Hugonnot, "Amplification d'impulsions laser à dérive de fréquence", *Techniques de l'ingénieur E6515 V1*, 2019.

18. S. K. Zhang, M. Fujita, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, Y. Izawa, and C. Yamanaka, "Study of the stability of optical parametric amplification," *Optics Communications* **184**, 451–455 (2000).

II. Physique mise en œuvre au sein du pilote développé en laboratoire

Préalablement à la présentation des résultats expérimentaux obtenus au cours de ces travaux de thèse, il convient de définir les outils et grandeurs caractéristiques utilisés pour décrire la propagation d'impulsions laser ultracourtes au sein de nos applications. Ce chapitre regroupe les principaux éléments de physique utilisés au sein du pilote impulsions courtes développé en laboratoire. Nous amorçons le chapitre par la description théorique d'une onde électromagnétique et définissons la relation entre durée temporelle et largeur spectrale, fondamentale dans le domaine des impulsions courtes. La notion de dérive en fréquence est introduite et illustrée au moyen d'exemples de l'impact d'ajout de phase spectrale à une impulsion initialement limitée par transformée de Fourier.

Puis, à partir de l'équation de propagation des ondes électromagnétiques, nous présentons les effets fondamentaux liés à la propagation d'impulsions laser au travers de milieux matériels. Le principe de la technique d'amplification à dérive de fréquence (*CPA*), à la base du pilote développé en laboratoire, est abordé. Nous détaillons à l'aide d'un schéma de principe chaque étape du processus. Une vision d'ensemble des phénomènes non linéaires pouvant survenir dans le cadre de nos conditions expérimentales est exposée. Nous quantifions l'impact de ces effets et des solutions sont proposées en vue de minimiser leurs répercussions notamment au cœur des systèmes fibrés.

Comme décrit précédemment, le démonstrateur pilote repose sur des étages d'amplification paramétrique à la fois fibrés et en espace libre, menant à l'amplification d'un spectre de 10 nm centré à 1053 nm à plus de 200 mJ. Nous décrivons dans ce chapitre, le principe de l'amplification paramétrique au sein de cristaux optiques (*OPA*) et de fibres optiques (*FOPA*). Pour chaque cas, sont explicités les équations et principes fondamentaux.

1 Modélisation d'une impulsion laser ultracourte

Nous définissons ci-dessous les outils et grandeurs caractéristiques utilisés pour décrire les impulsions ultracourtes [1,2,3], considérées tout au long de ce manuscrit. Une impulsion laser ultracourte peut se représenter par un champ électrique \vec{E} , exprimé par les fonctions complexes $E(t)$ dans le domaine temporel et $E(\omega)$ dans le domaine spectral telles que :

$$E(t) = |E(t)| \exp(i\phi(t)) \quad (II.1)$$

$$E(\omega) = |E(\omega)| \exp(i\varphi(\omega)) \quad (II.2)$$

avec $|E(t)|$ et $\phi(t)$ l'amplitude et la phase dans le domaine temporel. $|E(\omega)|$ et $\varphi(\omega)$ représentent l'amplitude et la phase dans le domaine spectral. ω exprime la pulsation de l'impulsion étudiée.

Les grandeurs complexes $E(t)$ et $E(\omega)$ sont reliées par transformée de Fourier :

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (II.3)$$

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt \quad (II.4)$$

La puissance instantanée $P(t)$ et la densité spectrale de puissance $DSP(\omega)$ de l'impulsion sont rattachées aux amplitudes respectives dans les domaines temporel et spectral par les relations suivantes :

$$P(t) \propto |E(t)|^2 \quad (II.5)$$

$$DSP(\omega) \propto |E(\omega)|^2 \quad (II.6)$$

Dans nos applications, le rôle de la phase spectrale $\varphi(\omega)$ est primordial. Celle-ci est prise en compte avec un développement en série de Taylor autour de la pulsation centrale de l'impulsion ω_0 , avec $\varphi_n = \left. \frac{\partial^n \varphi(\omega)}{\partial \omega^n} \right|_{\omega = \omega_0}$ d'ordre n exprimé en s^n , telle que :

$$\varphi(\omega) = \varphi_0 + \varphi_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \varphi_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \varphi_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots + \frac{1}{n!} \varphi_n(\omega - \omega_0)^n \quad (II.7)$$

Le coefficient d'ordre 0 correspond à la phase entre l'enveloppe et la porteuse (*CEP*, de l'anglais *carrier-envelope phase*). Pour des impulsions de quelques cycles optiques⁷, ce terme est capital et il est important de tenir compte de son effet. En raison de la durée des impulsions considérées pour notre application (plusieurs centaines de femtosecondes⁸ au plus court), ce terme sera omis. Le coefficient d'ordre 1 représente la translation temporelle de l'enveloppe de l'impulsion (soit une modification de la vitesse de groupe sans modification de la durée d'impulsion). Les coefficients d'ordres supérieurs sont responsables d'un changement structural du profil temporel de l'impulsion, conduisant à l'augmentation de la durée de l'impulsion (comme illustré sur la **Figure II.1**). En particulier le terme φ_2 , nommé dispersion de vitesse de groupe ou *GVD* (de l'anglais *group velocity dispersion*), rapporte la dérive en fréquence linéaire et permet l'augmentation directe de la durée d'impulsion. Le terme φ_3 correspond à la phase cubique, pouvant mener à un piédestal ainsi qu'à des modifications temporellement asymétriques de l'impulsion initiale.

La durée totale à mi-hauteur Δt_{FWHM} (*FWHM*, de l'anglais *full width at half-maximum*) d'une impulsion est directement liée à sa largeur spectrale à mi-hauteur $\Delta \nu_{FWHM}$ par l'inégalité suivante :

$$\Delta t_{FWHM} \cdot \Delta \nu_{FWHM} \geq K \quad (II.8)$$

Pour obtenir des durées temporelles courtes, il est donc nécessaire que l'impulsion soit large spectralement. Le facteur K dépend directement de la forme de l'impulsion et prend la valeur de 0,441 dans le cas d'impulsions gaussiennes⁹ [2]. Pour une impulsion avec une phase spectrale nulle, communément appelée impulsion limitée par transformée de Fourier, l'inégalité se transforme en égalité¹⁰ et traduit une impulsion de durée la plus courte possible Δt_{FT} (*FT* de l'anglais *Fourier transform*) pour un spectre donné. A titre indicatif, une impulsion gaussienne de largeur spectrale de 10 nm centrée à 1053 nm correspond à une impulsion limitée par transformée de Fourier de durée $\Delta t_{FT} = 163$ fs.

Pour une impulsion gaussienne, l'ajout de phase spectrale d'ordre 2 engendre une augmentation de la durée d'impulsion dont la durée totale à mi-hauteur Δt_{FWHM} varie de la manière suivante :

$$\Delta t_{FWHM} = \Delta t_{FT} \sqrt{1 + \left(4 \ln(2) \frac{\varphi_2}{(\Delta t_{FT})^2}\right)^2} \quad (II.9)$$

Au-delà de la durée de l'impulsion, deux autres grandeurs évoluent avec la proportion de phase spectrale, apportant des informations fréquence/temps et inversement. Il s'agit de la pulsation instantanée $\omega(t)$ et du délai de groupe $T_g(\omega)$.

⁷ La durée d'un cycle optique est de 3,5 fs pour une impulsion de longueur d'onde centrale fixée à 1053 nm.

⁸ A titre d'exemple, une durée d'impulsion de 300 fs avec une longueur d'onde centrale fixée à 1053 nm équivaut environ à 86 cycles optiques.

⁹ Nous nous référons souvent au cas gaussien, à la fois plus simple à traiter mathématiquement et représentatif de notre utilisation.

¹⁰ Le facteur K est alors nommé « *time-bandwidth product* ».

Ces deux grandeurs sont définies par :

$$\omega(t) = 2\pi \nu(t) = \omega_0 - \frac{d\phi(t)}{dt} \quad (\text{II.10})$$

$$T_g(\omega) = \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega} \quad (\text{II.11})$$

avec $\nu(t)$ la fréquence instantanée, ω_0 la pulsation centrale de l'impulsion, $\phi(t)$ et $\varphi(\omega)$ les phases temporelle et spectrale.

Le terme $\delta\omega(t)$ ¹¹, défini comme l'écart à la pulsation instantanée, décrit la dérive en fréquence de l'impulsion. Cette différence est qualifiée de « chirp » et implique une variation de phase au cours du temps. Le délai de groupe $T_g(\omega)$ définit le délai relatif entre les différentes composantes spectrales.

Un exemple de l'impact de l'ajout de phase spectrale d'ordre 2 et d'ordre 3 sur les différentes caractéristiques (dont les formes temporelles et spectrales) d'une impulsion est donné sur la **Figure II.1**. Cette figure traduit directement l'influence de l'ajout d'un ou de plusieurs termes de phase spectrale sur une impulsion gaussienne de 3 nm de largeur spectrale limitée par transformée de Fourier. Le premier cas illustre l'impulsion initiale avec une durée temporelle de l'ordre de 540 fs. Avec l'ajout d'une phase spectrale $\varphi_2 = 0,25 \text{ ps}^2$ (voir la **Figure II.1b**), la durée d'impulsion augmente pour atteindre une durée totale à mi-hauteur proche de la picoseconde (autour de 1,4 ps). L'ajout de terme de phase d'ordre supérieur $\varphi_3 = 0,1 \text{ ps}^3$ (voir la **Figure II.1c**), conduit à l'apparition de rebonds sur la forme temporelle. Ce terme d'ordre supérieur apparaît selon les conditions de propagation de l'impulsion dans le milieu considéré. Nous soulignons que le spectre en puissance de l'impulsion reste invariant à tout ajout de phase spectrale.

¹¹ $\delta\omega(t) = \omega(t) - \omega_0 = -\frac{d\phi(t)}{dt}$.

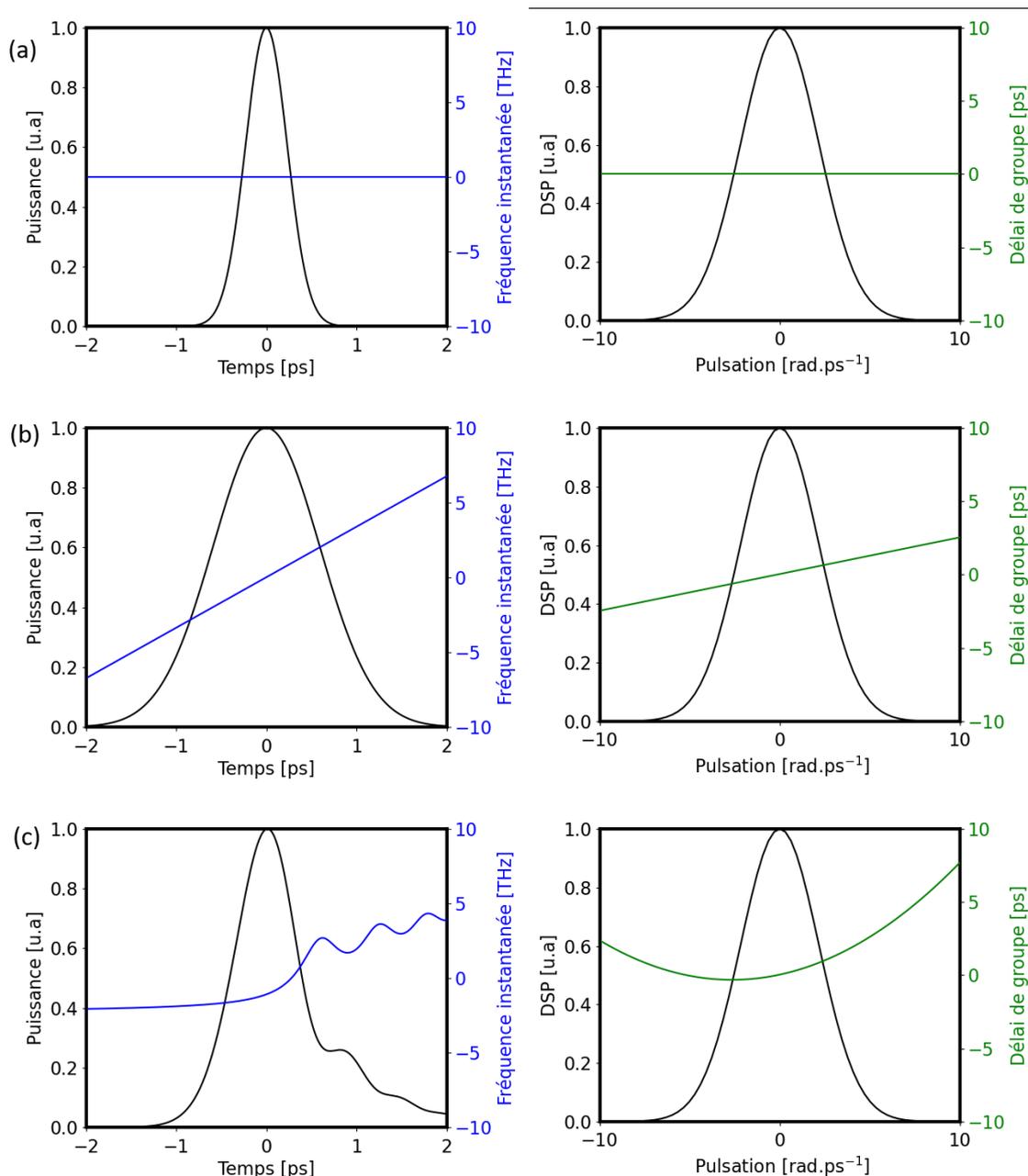


Figure II.1 : Influence d'ajout de phase spectrale sur les différentes caractéristiques temporelles et spectrales d'une impulsion gaussienne de 3 nm de largeur spectrale à mi-hauteur centrée à 1053 nm.

(a) Pour une phase spectrale nulle (impulsion limitée par transformée de Fourier).

(b) Avec ajout de phase spectrale $\varphi_2 = 0,25 \text{ ps}^2$.

(c) Avec ajout de phase spectrale $\varphi_2 = 0,25 \text{ ps}^2$ et $\varphi_3 = 0,1 \text{ ps}^3$.

2 Propagation d'une impulsion laser ultracourte dans un milieu matériel

2.1 Equation de propagation et notion de polarisation

Lors de la propagation d'une onde lumineuse au sein d'un matériau diélectrique, les charges du milieu se mettent à osciller induisant la polarisation du milieu. Un nouveau champ électromagnétique est ainsi rayonné, s'ajoutant au champ incident et devenant terme source pour la suite de la propagation [1,2]. Dans la suite de cette partie, nous limitons l'étude aux ondes planes simplifiant la

résolution du problème. A l'aide des équations de Maxwell, l'équation de propagation des ondes électromagnétiques peut être définie comme suit :

$$\Delta \vec{E} - \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{E}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} \quad (II.12)$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide. Tenant compte de la réponse non linéaire du milieu, le terme de polarisation \vec{P} peut se développer dans le domaine fréquentiel sous la forme polynomiale :

$$\vec{P}(\omega) = \vec{P}^{(1)}(\omega) + \vec{P}^{(2)}(\omega) + \vec{P}^{(3)}(\omega) + \dots \quad (II.13)$$

avec

$$\begin{aligned} \vec{P}^{(1)}(\omega) &= \epsilon_0 \chi^{(1)}(\omega) \cdot \vec{E}(\omega) \\ \vec{P}^{(2)}(\omega) &= \epsilon_0 \chi^{(2)}(\omega; \omega_1, \omega_2) : \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) \\ \vec{P}^{(3)}(\omega) &= \epsilon_0 \chi^{(3)}(\omega; \omega_1, \omega_2, \omega_3) : \vec{E}(\omega_1) \vec{E}(\omega_2) \vec{E}(\omega_3) \end{aligned} \quad (II.14)$$

où $\chi^{(n)}$ exprime le tenseur de susceptibilité diélectrique du milieu à l'ordre n . $\vec{P}^{(1)}(\omega)$ est associé au terme linéaire de polarisation $\vec{P}_L(\omega)$, les ordres élevés $\vec{P}^{(2)}(\omega)$ et $\vec{P}^{(3)}(\omega)$ sont regroupés au sein du terme non linéaire de polarisation $\vec{P}_{NL}(\omega)$.

La polarisation $\vec{P}_L(\omega)$ se réfère à une réponse linéaire du milieu, où l'application d'un champ électrique de fréquence ω met en œuvre un terme de polarisation de même fréquence. Ce terme linéaire se réfère directement aux notions de dispersion, d'absorption et de biréfringence. La polarisation $\vec{P}_{NL}(\omega)$ représente une réponse non linéaire, ayant la capacité de polariser le milieu à des fréquences non présentes à l'origine. Par exemple, le second ordre de polarisation $\vec{P}^{(2)}(\omega)$ donne accès au processus de mélange à trois ondes. En prenant $\omega = \omega_1 \pm \omega_2$, les deux champs électriques incidents de fréquence ω_1 et ω_2 polarisent le milieu à une nouvelle fréquence¹², sous respect des conditions d'accord de phase. Il en est de même pour le troisième ordre de polarisation $\vec{P}^{(3)}(\omega)$, responsable de l'effet Kerr optique ou encore des diffusions Raman et Brillouin.

2.2 Effets de dispersion

2.2.1 Principe

Comme illustré ci-dessus, la réponse d'un milieu diélectrique à une onde électromagnétique dépend de la fréquence ω de l'onde incidente. Cette propriété est appelée dispersion chromatique et

¹² Dans le cas où $\omega = \omega_1 + \omega_2$, nous traitons de génération de somme de fréquences (*SFG* de l'anglais *sum frequency generation*). Pour $\omega = \omega_1 - \omega_2$, il s'agit du phénomène de différence de fréquences (*DFG* de l'anglais *difference frequency generation*). Enfin en prenant $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$, nous arrivons à $\omega = 2\omega_0$ correspondant à la génération de seconde harmonique (*SHG* de l'anglais *second harmonic generation*).

se traduit généralement par une dépendance de l'indice de réfraction à la fréquence de l'onde [4]. La dispersion chromatique joue un rôle critique dans la propagation des impulsions ultracourtes. Chaque composante spectrale se déplace à une vitesse différente, pouvant mener à une déformation de la forme temporelle de l'impulsion. Nous l'illustrons par la relation II. 15 où l'impulsion accumule une phase spectrale $\varphi(\omega)$ tout au long de sa distance de propagation dans le milieu :

$$\varphi(\omega) = \frac{\omega}{c} n(\omega)L = \beta(\omega)L \quad (II. 15)$$

avec $n(\omega)$ ¹³ l'indice du milieu, L la distance de propagation et $\beta(\omega)$ la constante de propagation de l'onde se propageant. Cette grandeur est communément utilisée dans le milieu des fibres optiques.

Selon le milieu considéré, plusieurs termes de dispersion (dispersion de polarisation, dispersion modale entre autres) viennent s'ajouter à la dispersion chromatique. Dans le cadre des fibres optiques, le terme de dispersion du guide d'onde apparaît et traduit la dépendance de l'indice optique de l'onde guidée à la géométrie de la fibre. Une modification des propriétés de dispersion devient alors possible. Par analogie avec la phase spectrale $\varphi(\omega)$, la constante de propagation $\beta(\omega)$ se développe en série de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 sous le polynôme suivant:

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots + \frac{1}{n!}\beta_n(\omega - \omega_0)^n \quad (II. 16)$$

avec β_n exprimé en $s^n.m^{-1}$. Les termes β_n , avec $n \geq 1$, sont les dérivées successives de la constante de propagation par rapport à la pulsation centrale ω_0 .

β_1 représente le délai de groupe par unité de longueur, inversement proportionnel à la vitesse de groupe, v_g . Ce terme tient compte du déplacement de l'enveloppe de l'impulsion optique.

$$\beta_1 = \left(\frac{d\beta(\omega)}{d\omega} \right)_{\omega=\omega_0} = \frac{1}{v_g} \quad (II. 17)$$

¹³ En partant de la résonance des milieux, les indices de réfraction sont approximés par l'équation de Sellmeier. Ces valeurs sont tabulées dans diverses références selon le milieu considéré.

β_2 définit la dispersion de vitesse de groupe par unité de longueur (ou *GVD*), illustrant la propagation à des vitesses différentes des composantes spectrales d'une impulsion. Selon le signe de β_2 , la dispersion chromatique est qualifiée de normale ou d'anormale. Précisons que la dispersion d'ordre 2 peut être aussi caractérisée par le paramètre D (usuellement exprimé en $ps \cdot nm^{-1} \cdot km^{-1}$) :

$$D = -\beta_2 \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \quad (II.18)$$

avec λ_0 la longueur d'onde centrale de l'impulsion.

Pour $\beta_2 > 0$, les composantes spectrales rouges se propagent avec une vitesse plus élevée que les composantes spectrales bleues, on parle de dispersion normale ($D < 0$). Pour $\beta_2 < 0$, le comportement opposé est suivi, la dispersion est anormale ($D > 0$). Lorsque $\beta_2 = 0$, la notion de zéro de dispersion ou *ZDW* (de l'anglais *zero dispersion wavelength*) se manifeste, induisant une dispersion nulle. Les termes d'ordres supérieurs de dispersion (β_3 nommé *TOD* de l'anglais *third-order dispersion*, β_4 , ...) sont responsables d'une dérive en fréquence non linéaire et conduisent à des distorsions de l'impulsion comme discuté précédemment pour les termes φ_n avec $n > 2$. Il devient important de les considérer dans le cadre d'impulsions ultracourtes où les spectres sont nécessairement plus larges. A titre illustratif, la **Figure II.2** représente la dépendance des ordres 2 et 3 de la constante de propagation $\beta(\omega)$ en fonction de la longueur d'onde dans la silice.

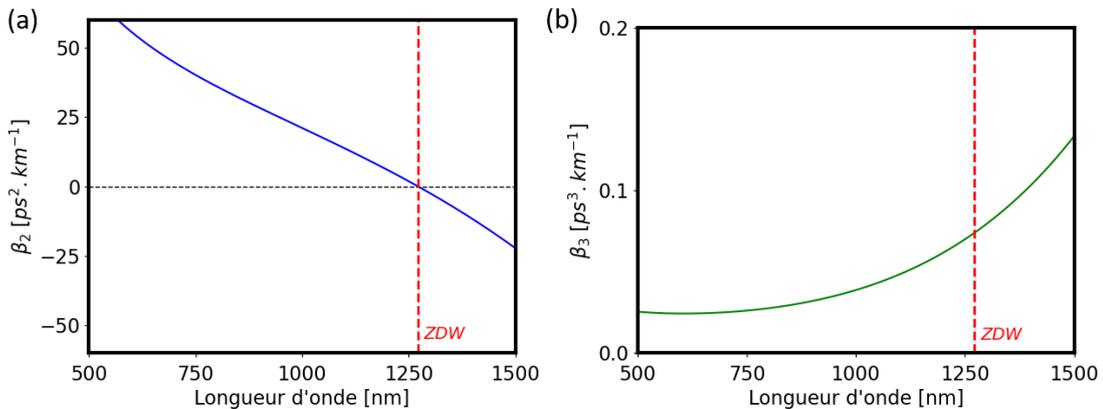


Figure II.2 : Variation de la dispersion de vitesse de groupe β_2 (a) et du terme de 3^{ème} ordre β_3 de la constante de propagation (b) dans la silice fondue. Le Zéro de Dispersion (ZDW), symbolisé par la ligne rouge en pointillés, où $\beta_2 = 0$, se situe proche de 1270 nm dans ce matériau.

2.2.2 Application à l'amplification d'impulsions à dérive de fréquence

Nous décrivons ici le principe d'amplification à dérive de fréquence (*CPA* de l'anglais *chirped pulse amplification*) basé sur la notion de dispersion. Cette technique s'inscrit au cœur de nos travaux dont nous détaillons les aspects au sein de la source femtoseconde fibrée *FOPCPA* (**chapitre 3**) et du module pré-amplificateur comprenant plusieurs étages d'amplification sous architecture *OPCPA* (**chapitre 4**). La **Figure I.6** du **chapitre 1** résume l'architecture générale du pilote développé en laboratoire, nous y faisons référence tout au long du manuscrit.

A la recherche continue de régimes d'interaction lumière-matière les plus extrêmes, le but premier des installations laser de type *UHI* porte sur l'accession à de hautes intensités¹⁴ sur cible. Les lasers délivrant des impulsions ultracourtes (femtosecondes et picosecondes) représentent de bons candidats. Pour arriver à de telles intensités, une étape d'amplification est nécessaire en vue d'atteindre des énergies de plusieurs Joules. Toutefois la tenue au flux des matériaux amplificateurs étant limitée (de l'ordre du $GW \cdot cm^{-2}$) [5], l'endommagement optique lors des phases d'amplification peut apparaître tel un frein technologique. Une des solutions reposant sur une augmentation suffisante de la taille du faisceau tout en faisant croître la puissance crête s'est vue rapidement limitée. En effet, le développement d'optiques de coûts et d'encombrements importants rend l'exploitation complexe et peu efficace du fait du fonctionnement à fluence¹⁵ diminuée, loin de la fluence de saturation des matériaux amplificateurs. L'amplification à dérive de fréquence, dès son invention en 1985 [6], instaure une révolution et permet d'amplifier des impulsions ultracourtes sans dépasser les seuils de dommage. Le concept général repose sur l'augmentation de la durée des impulsions. L'originalité porte sur le fait que seule l'intensité du faisceau est diminuée, a contrario de la fluence restant inchangée. La technique *CPA* ouvre la voie à de nombreux développements laser [7] et à l'obtention de puissances crêtes multi-Terawatt [8] dès 1991.

La notion de dérive en fréquence ou « *chirp* » s'apparente à l'étalement des fréquences optiques de l'impulsion en fonction du temps, cela est rendu possible par l'utilisation d'éléments spectralement dispersifs. Cette étape d'étirement temporel se réfère directement à l'ajout de phase spectrale (voir équation II.9). Il est à noter que le terme de dérive en fréquence se rapproche d'impulsions brèves fortement dispersées (de plusieurs ordres de grandeur). Nous comptons trois étapes essentielles au processus *CPA* :

- Un étirement temporel de la durée d'impulsion
- Une amplification de l'impulsion
- Une compression temporelle de l'impulsion amplifiée.

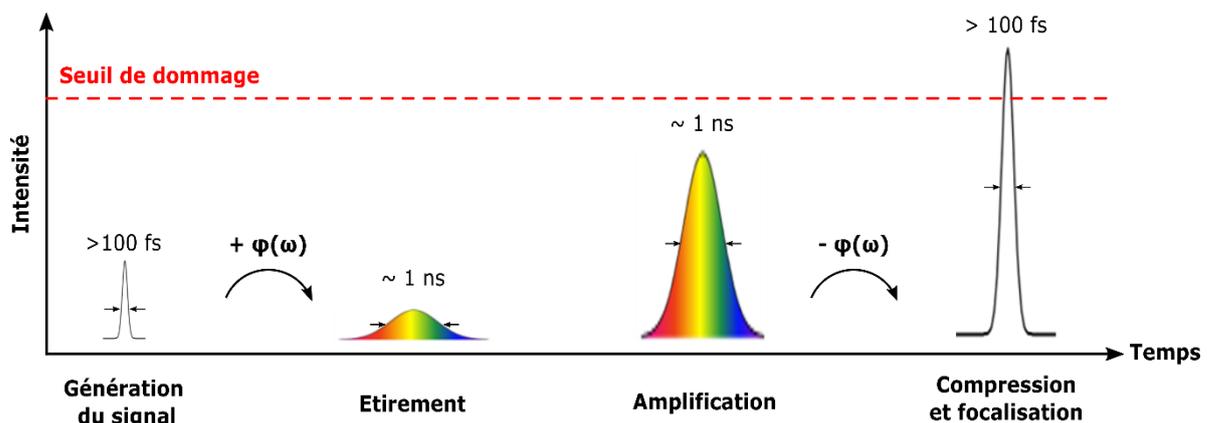


Figure II.3 : Principe de la technique d'amplification à dérive de fréquence (*CPA*) et grandeurs caractéristiques du pilote développé en laboratoire.

¹⁴ $I = \frac{P_c}{S} = \frac{E}{S \cdot \tau}$ avec I l'intensité [$W \cdot cm^{-2}$], P_c la puissance crête [W], S la surface du faisceau [cm^{-2}], E l'énergie [J], τ la durée d'impulsion [s]. À titre illustratif, l'intensité du laser PETAL sur cible approche $10^{19} W \cdot cm^{-2}$.

¹⁵ $F = \frac{E}{S}$ avec F la fluence [$J \cdot cm^{-2}$].

La **Figure II.3** illustre le principe de la technique *CPA*. L'impulsion ultracourte est étalée temporellement par ajout de phase spectrale, induisant une dérive en fréquence en fonction du temps. La puissance crête est abaissée d'un facteur égal à celui de l'étirement. L'étape d'amplification suit, restant sous le seuil de dommage du matériau amplificateur. Différents processus peuvent entrer en jeu, deux mécanismes courants sont l'amplification stimulée et l'amplification par non linéarité optique. Enfin, un système de compression permet de compenser la dispersion ajoutée lors de la phase d'étirement, mais aussi la dispersion accumulée tout au long de la propagation de l'impulsion, en vue de retrouver une durée d'impulsion proche de celle d'origine.

Les facteurs d'étirement élevés peuvent être amenés par différents dispositifs hautement dispersifs. La plupart des systèmes de forte dispersion repose sur des réseaux de diffraction massifs. Ces réseaux étalent spatialement les différentes longueurs d'onde contenues dans le spectre de l'impulsion, de telle sorte que chaque longueur d'onde ne parcoure pas le même chemin optique. Un tel retard de propagation induit un étalement temporel de l'impulsion. Il existe cependant d'autres méthodes telles que les réseaux de Bragg à dérive de fréquence fibrés ou en volume, les prismes ou les miroirs dispersifs. Le principe de la compression est le même, seulement avec ajout d'une dispersion de signe inverse. La référence [3] fait état de divers moyens dispersifs tout en soulignant que le contrôle de la dérive fréquence des impulsions ultracourtes est délicat. Il est plus facile d'étirer une impulsion à de forts facteurs d'étirement que de compenser tous les termes de dispersion lors de la compression, sans ajouter d'aberrations optiques et en conservant tout le spectre.

2.3 Effets non linéaires liés à la susceptibilité d'ordre 2 : mélange à trois ondes

Pour rappel, la polarisation $\vec{P}_{NL}(\omega)$ représente une réponse non linéaire avec la capacité de polariser le milieu à des fréquences potentiellement non présentes à l'origine. L'attention est ici portée sur le coefficient $\chi^{(2)}$, correspondant au 1^{er} terme non linéaire du développement limité de la polarisation (voir équation II. 13).

Nous nous concentrons sur le processus de mélange à trois ondes pour l'amplification paramétrique optique ou *OPA* (de l'anglais *optical parametric amplification*), où un échange d'énergie est possible entre les impulsions de fréquences ω , ω_1 et ω_2 par conversion de photons [9]. Cette section décrit l'interaction à l'origine de l'amplification (à travers l'utilisation de cristaux non linéaires non centrosymétriques) au sein du module pré-amplificateur.

La **Figure II.4** illustre le principe de l'*OPA* pour générer des photons dans la gamme du proche infrarouge. Un photon de fréquence ω_p (pompe) se scinde et transmet son énergie à deux photons de fréquences ω_s (signal) et ω_i (*idler* ou complémentaire)¹⁶. La condition de conservation d'énergie s'exprime comme :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (II.19)$$

¹⁶ Nous notons dans la suite du document *p*, *s* et *i* respectivement pour pompe, signal et *idler*.

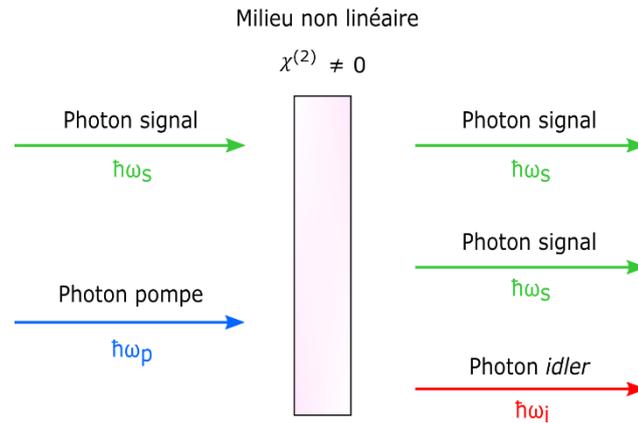


Figure II.4 : Illustration du processus d'amplification paramétrique optique basé sur le phénomène de mélange à trois ondes.

Une infinité de couples signal/*idler* satisfait la condition de conservation d'énergie. Toutefois pour observer macroscopiquement un échange d'énergie, il faut également respecter la condition d'accord de phase, exprimée au sein de l'équation II. 20. Le terme Δk représente le désaccord de phase, que l'on souhaite le plus proche de 0.

$$\vec{\Delta k} = \vec{k}_p(\omega_p) - \vec{k}_s(\omega_s) - \vec{k}_i(\omega_i) = \vec{0} \quad (II. 20)$$

avec $k_j = \|\vec{k}_j\| = \frac{2\pi n_j \omega_j}{c}$ le vecteur d'onde de l'onde en interaction où n_j est l'indice de réfraction dans le milieu et ω_j la pulsation de l'onde j considérée.

Cette condition de conservation de la quantité de mouvement ou accord de phase ne peut être vérifiée que dans certaines conditions intrinsèques au cristal et à la géométrie d'interaction. La **Figure II.5** résume deux géométries d'interaction, appelées colinéaire et non-colinéaire.

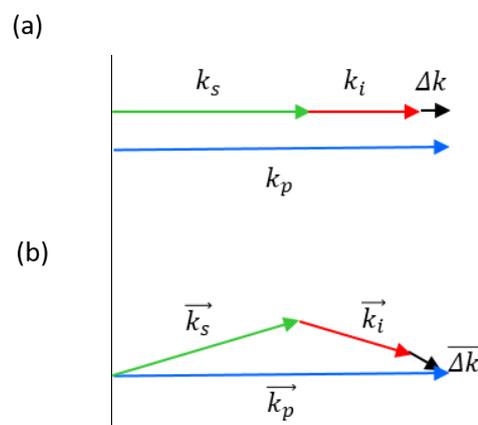


Figure II.5 : Illustrations d'un accord de phase non nul $\Delta k \neq 0$.
(a) Géométrie colinéaire.
(b) Géométrie non-colinéaire.

Différents types de résolutions (numérique et analytique) ont été proposés [9]. En faisant un certain nombre d'hypothèses simplificatrices¹⁷, un système d'équations différentielles couplées peut décrire le mélange à trois ondes tel que :

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathcal{A}_s}{\partial z} = i\gamma_s \mathcal{A}_p \mathcal{A}_i^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{\partial \mathcal{A}_i}{\partial z} = i\gamma_i \mathcal{A}_p \mathcal{A}_s^* \exp(i\Delta kz) \\ \frac{\partial \mathcal{A}_p}{\partial z} = i\gamma_p \mathcal{A}_s \mathcal{A}_i \exp(-i\Delta kz) \end{cases} \quad (II.21)$$

avec \mathcal{A} l'enveloppe supposée lentement variable du champ électrique \mathcal{E} complexe défini par $\mathcal{E}(x, y, z, \omega) = \mathcal{A}(x, y, z, \omega) \exp(ik(\omega)z)$ avec $k(\omega)$ le vecteur d'onde. Nous complétons en définissant le facteur $\gamma_j = \frac{\omega_j d_{eff}}{n_j c}$ avec d_{eff} le coefficient non linéaire du cristal dépendant directement du tenseur de susceptibilité électrique de second ordre $\chi^{(2)}$ et n_j l'indice de réfraction des ondes de pulsation ω_j . Δk fait référence aux conditions d'accord de phase définie dans l'équation II.20.

En considérant la non déplétion de la pompe durant l'interaction ($\mathcal{A}_p \approx$ constante), une onde signal initiale non nulle ($\mathcal{A}_{s0} \neq 0$) et en l'absence d'onde idler initiale ($\mathcal{A}_{i0} = 0$), nous obtenons pour un désaccord de phase nul ($\Delta k = 0$) les expressions analytiques des intensités du trio d'ondes $I_j(L)$ en fonction de la distance d'interaction L [9]:

$$\begin{cases} I_s(L) = I_{s0} \left\{ 1 + \left[\frac{\Gamma}{g} \sinh(gL) \right]^2 \right\} \\ I_i(L) = I_{s0} \frac{\omega_i}{\omega_s} \left[\frac{\Gamma}{g} \sinh(gL) \right]^2 \\ I_p(L) = I_{p0} \end{cases} \quad (II.22)$$

où g exprime le gain petit signal tel que $g = \sqrt{\Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{4}}$ avec $\Gamma = d_{eff} \sqrt{\frac{2\omega_s \omega_i}{c^3 \varepsilon_0 n_s n_i n_p}} I_p$ le facteur de gain paramétrique et I_p l'intensité de l'onde de pompe. Nous rappelons que ε_0 est la permittivité diélectrique du vide.

Le gain paramétrique $G(L)$ est défini tel le rapport entre l'intensité de signal transmise et l'intensité incidente :

$$G(L) = \frac{I_s(L)}{I_{s0}} = \left\{ 1 + \left[\frac{\Gamma}{g} \sinh(gL) \right]^2 \right\} \quad (II.23)$$

¹⁷ Nous nous plaçons dans le cadre de l'approximation de l'enveloppe lentement variable tout en négligeant les phénomènes de diffraction, de différence et de dispersion des vitesses de groupe et d'atténuation.

Ce gain est maximisé lors du respect de l'accord de phase ($\Delta k = 0$). Avec une condition $gL \gg 1$, nous l'approximons comme :

$$G(L) \approx \left(\frac{\Gamma}{g}\right)^2 \frac{\exp(2gL)}{4} \quad (II.24)$$

Lié aux conditions d'accord de phase, le gain paramétrique est aussi directement relié au choix du cristal non linéaire (via son coefficient non linéaire d_{eff}^{18}) et à sa longueur mais aussi à l'intensité de pompe incidente. En considérant un faisceau de pompe nanoseconde d'énergie de l'ordre du Joule et de taille millimétrique, l'intensité approche quelques $GW.cm^{-2}$. Avec un cristal non linéaire d'une dizaine de millimètres, des gains de plusieurs ordres de grandeur sont rapidement obtenus avec de telles intensités. Nous présentons sur la **Figure II.6** le calcul du gain paramétrique $G(L)$ en fonction de l'intensité de pompe pour différentes longueurs de LBO^{19} et de BBO^{20} . Par exemple, pour une intensité de pompe de $5 GW.cm^{-2}$, un gain de l'ordre de 30 dB est obtenu pour 5 mm de cristal de LBO . Ce gain atteint plus de 90 dB pour la même longueur de BBO .

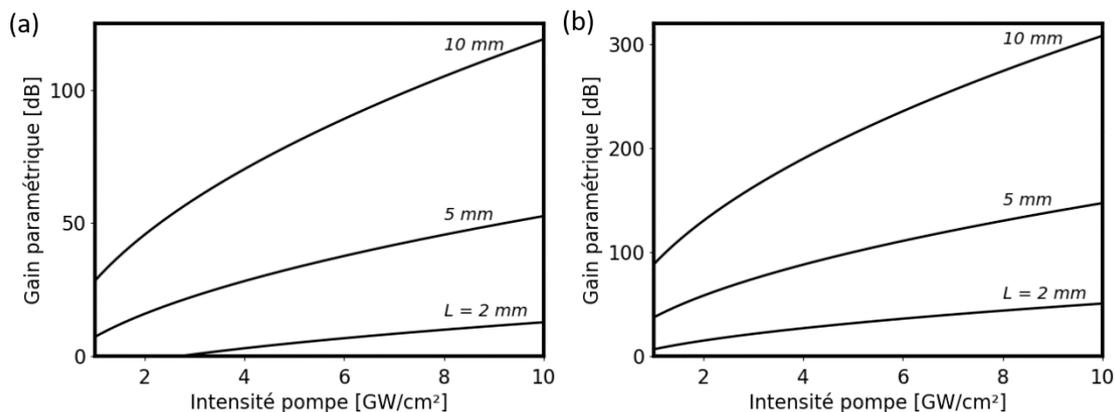


Figure II.6 : Gain paramétrique $G(I_p, L)$ en fonction de l'intensité de pompe I_p selon plusieurs longueurs de cristaux (2, 5 et 10 mm). Nous définissons les longueurs d'onde de pompe et signal à 532 nm et 1053 nm respectivement.

(a) Dans le cas d'un cristal non linéaire de LBO .

(b) Dans le cas d'un cristal non linéaire de BBO .

Jusqu'à présent, en condition de gain petit signal, le dépeuplement de la pompe n'était pas considéré. Via une résolution analytique complète des équations de champs couplés [12] à l'accord de phase, des conditions plus réalistes se dégagent. En tenant compte du dépeuplement de la pompe et

¹⁸ A titre indicatif, $d_{eff} = 0,83 pm.V^{-1}$ dans le LBO et $d_{eff} = 2,01 pm.V^{-1}$ dans le BBO pour une certaine condition d'expérimentation (interaction de type I, précisée dans la suite), avec $\lambda_p = 532 nm$ et $\lambda_s = 1053 nm$ (source logiciel SNLO).

¹⁹ Les propriétés optiques, thermiques et mécaniques du Triborate de lithium LiB_3O_5 sont définies au sein de la référence [10].

²⁰ Les propriétés optiques, thermiques et mécaniques du β -borate de lithium $\beta - BaB_2O_4$ sont définies au sein de la référence [11].

de la saturation du gain, la longueur de cristal optimale L_{opt} permettant un transfert total de l'énergie de pompe vers les ondes signal et *idler* est telle que :

$$L_{opt} = \frac{1}{2\Gamma} \ln \left(16 \frac{n_s \omega_s I_{p0}}{n_p \omega_p I_{s0}} \right) \quad (II.25)$$

avec Γ le facteur de gain paramétrique et I_{p0} , I_{s0} les intensités de pompe et de signal incidentes.

La **Figure II.7a** met en parallèle calculs analytiques (équation II.23) et numériques (équation II.21) du gain d'amplification obtenu en sortie en fonction de la longueur de cristal non linéaire. L'approximation petit signal se voit dépassée dès lors que l'intensité signal devient de l'ordre de quelques pourcents de celle de l'onde de pompe. Une fois le seuil atteint (nommé phénomène de saturation par le gain), la pompe est entièrement déplétée (voir la **Figure II.7b**), alors le processus inverse (génération de somme de fréquences *SFG*) intervient entre signal et *idler* régénérant la pompe. Dans le cas présenté, le dépeuplement total de l'onde de pompe est effectif pour une longueur de *LBO* égale à 11,3 mm. A titre illustratif, dans les mêmes conditions pour un cristal de *BBO*, L_{opt} équivaut à 4,4 mm.

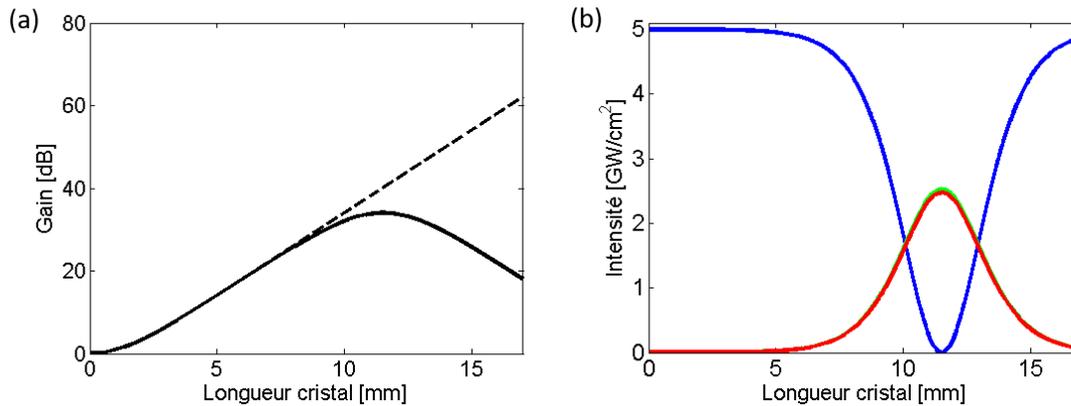


Figure II.7 : Au cours de la propagation dans un cristal de *LBO* et à l'accord de phase parfait :
(a) Gain petit signal (ligne pointillée) et calculé numériquement (ligne pleine).

(b) Intensités des ondes pompe (bleu), signal (vert) et *idler* (rouge) calculée numériquement.

Nous définissons les longueurs d'onde de pompe et signal à 532 nm et 1053 nm, avec des intensités initiales de $5 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ respectivement.

En se plaçant en géométrie colinéaire, la condition d'accord de phase peut être déduite de l'équation II.20 telle que :

$$n_p \omega_p = n_s \omega_s + n_i \omega_i \quad (II.26)$$

Le processus d'amplification paramétrique est régi par le respect de cette équation, s'appuyant sur les indices de réfraction propres à chaque onde. Une approche usuelle consiste à compenser la différence de vitesse de groupe entre les trois ondes à l'aide de la biréfringence du matériau. La

méthode consiste à se placer dans un plan principal²¹ du cristal. Chaque plan principal possède deux indices de réfraction caractéristiques²² : extraordinaire n_e et ordinaire n_o . Ces indices dépendent de la longueur d'onde et de la direction de propagation du faisceau incident. Le respect de la condition d'accord de phase repose donc sur l'orientation du cristal non linéaire de manière à travailler à des angles d'incidence particuliers. Cette méthode est nommée accord de phase par biréfringence et deux types d'interaction, illustrées sur le **Tableau II.1**, existent :

- La configuration de type I, lorsque les faisceaux signal et *idler* ont la même direction de polarisation, perpendiculaire à celle de la pompe. A titre d'exemple, la configuration ooe²³ telle que $1053(o) + 1075(o) = 532(e)$ présente une onde signal (1053 nm) et une onde *idler* (1075 nm) polarisées selon l'axe ordinaire et une onde de pompe (532 nm) selon l'axe extraordinaire
- La configuration de type II, lorsque les faisceaux signal et *idler* ont des directions de polarisation orthogonales.

Type de l'interaction	Pompe selon l'axe extraordinaire	Pompe selon l'axe ordinaire
Type I	ooe	eeo
Type II	oeo	eeo
	oeo	oeo

Tableau II.1: Récapitulatif des différents types d'interaction au sein du processus d'amplification paramétrique selon l'état de polarisation des ondes signal, *idler* et pompe.

Pour des raisons expérimentales, les étages d'amplification paramétrique au sein du module pré-amplificateur sont agencés sous une géométrie non-colinéaire, facilitant la séparation spatiale des faisceaux *idler* et signal après l'interaction. La **Figure II.8** représente cette configuration, avec les faisceaux pompe et signal incidents au cristal. L'angle entre l'axe optique et le vecteur d'onde de la pompe est appelé angle d'accord de phase θ . L'angle entre les ondes pompe et signal correspond à l'angle non-colinéaire α .

²¹ Le plan principal est constitué du plan contenant l'axe optique et le vecteur d'onde de l'onde incidente se propageant.

²²Le faisceau polarisé dans le plan principal est nommé extraordinaire. Le faisceau polarisé perpendiculairement au plan principal est l'onde ordinaire.

²³ Cette notation prend en compte la polarisation des ondes dans l'ordre signal, *idler* et pompe.

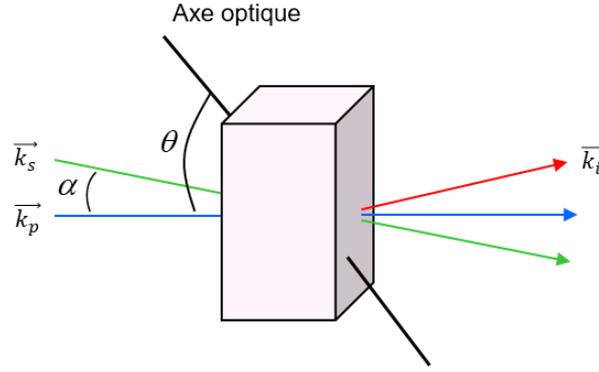


Figure II.8 : Schéma du principe d'amplification paramétrique optique en géométrie non-colinéaire. L'angle d'accord de phase θ et l'angle non-colinéaire α sont représentés.

En géométrie non-colinéaire, le terme Δk prend la forme suivante :

$$\Delta k(\omega) = 2\pi \left[\frac{n_i}{\lambda_i} - \sqrt{\left(\frac{n_p}{\lambda_p}\right)^2 + \left(\frac{n_s}{\lambda_s}\right)^2 - 2\cos\alpha \frac{n_s n_p}{\lambda_s \lambda_p}} \right] \quad (II.27)$$

avec α l'angle de non-colinéarité.

Les équations II.28 et II.29 expriment les indices des trois ondes concernées durant l'interaction. Nous nous plaçons dans le cas d'une amplification paramétrique régie par une interaction de type I de configuration ooe. Les indices ordinaire et extraordinaire n_o et n_e sont obtenus à partir des équations de Sellmeier propres à chaque cristal [10] pour le LBO et [11] pour le BBO. Pour des longueurs d'onde signal λ_s et idler λ_i telles que $\lambda_s \neq \lambda_i$, nous obtenons :

$$n_s \approx n_i \approx n_o \quad (II.28)$$

$$n_p = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2(\theta) + n_o^2 \sin^2(\theta)}} \quad (II.29)$$

Pour un angle θ donné, un seul angle de non-colinéarité α remplit les conditions d'accord de phase. En posant $\Delta k = 0$ dans l'équation II.27, nous déduisons :

$$\alpha = \cos^{-1} \left(\frac{\left(\frac{n_p}{\lambda_p}\right)^2 + \left(\frac{n_s}{\lambda_s}\right)^2 - \left(\frac{n_i}{\lambda_i}\right)^2}{2 \frac{n_s n_p}{\lambda_s \lambda_p}} \right) \quad (II.30)$$

Bien que l'accord de phase soit respecté, celui-ci reste sensible à divers paramètres propres aux conditions d'expérience. L'objectif est donc de demeurer le moins sensible à tous ces paramètres et ainsi se placer dans des conditions d'expérience non critiques angulairement, spectralement et en température. A titre d'exemple, pour un faisceau signal ayant un spectre d'une dizaine de nanomètres, la géométrie d'interaction doit présenter une acceptation spectrale compatible avec l'application visée (soit au moins supérieure au spectre initial). La **Figure II.9** représente les angles d'accord de phase θ_{BBO} au sein du cristal de *BBO* en fonction de la longueur d'onde pour trois angles non-colinéaires. L'amplification d'un signal à spectre large est favorisée pour une courbe d'accord de phase la plus plate possible. Par exemple, dans le cas du *BBO* et dans une configuration non-colinéaire où $\alpha = 1^\circ$, l'acceptation spectrale d'un signal centré à 1053 nm approche 95 nm, valeur suffisante pour nos applications. Toutefois, l'acceptation angulaire du cristal est relativement faible (inférieure à $0,04^\circ$ pour un cristal de 10 mm), ce qui peut impacter fortement les conditions d'accord de phase. A titre comparatif, le cristal de *LBO* est plus acceptant angulairement (valeurs d'acceptation supérieures à $0,1^\circ$ pour un cristal de 10 mm et un angle non-colinéaire de 1°).

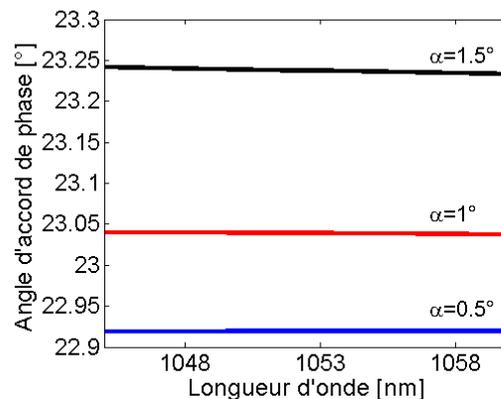


Figure II.9 : Angles d'accord de phase θ_{BBO} pour plusieurs valeurs d'angles non-colinéaires α (0,5 / 1 et 1,5°) selon une interaction de type I ooe pour une longueur d'onde de pompe fixée à 532 nm.

Nous développons dans le **chapitre 4** la mise en œuvre du démonstrateur pilote impulsions courtes, composé de plusieurs étages d'amplification paramétrique en espace libre. L'objectif est de garantir la montée en énergie du signal de 10 nm centré à 1053 nm de l'ordre du microjoule à plus de 200 mJ. Le dimensionnement des étages *OPA* comprenant le choix des cristaux non linéaires, les paramètres du faisceau de pompe et les conditions d'expérience y sont détaillés.

2.4 Effets non linéaires liés à la susceptibilité d'ordre 3

Dans le cadre de milieux centrosymétriques, tels que les verres de silice, la susceptibilité d'ordre 2, $\chi^{(2)}$, est nulle. Les effets non linéaires au sein des fibres optiques sont ainsi régis par le troisième ordre de susceptibilité $\chi^{(3)}$. Largement étudiés à ce jour [4], les phénomènes de non linéarité sont favorisés au sein des fibres optiques du fait du fort confinement de l'onde incidente (induisant de grandes intensités) et de la longueur d'interaction importante. Ils peuvent être aussi la cause de limitations des performances notamment pour la montée en puissance crête et en énergie des

systèmes fibrés. Nous quantifions les phénomènes susceptibles de survenir dans la partie fibrée du pilote à l'échelle 1 mis en œuvre au laboratoire.

2.4.1 Effet Kerr optique

La susceptibilité d'ordre 3 donne lieu à une dépendance de l'indice de réfraction du milieu avec l'intensité du champ optique s'y propageant. Cet effet se nomme effet Kerr optique :

$$n(\omega, I(r, t)) = n_0(\omega) + n_2 I(r, t) \quad (II.31)$$

avec $n_0(\omega)$ l'indice de réfraction linéaire du milieu, n_2 l'indice de réfraction non linéaire du milieu dépendant directement du 3^{ème} ordre de susceptibilité et $I(r, t)$ l'intensité du champ optique selon l'espace et le temps. Dans la silice, n_2 prend la valeur de $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [4].

Cette dépendance de l'indice mène à deux phénomènes : l'autofocalisation dans le domaine spatial et l'automodulation de phase (*SPM* de l'anglais *self-phase modulation*) dans le domaine temporel. L'effet Kerr optique est aussi à la base de processus de génération paramétrique tel que le mélange à quatre ondes.

Pour un faisceau gaussien, l'autofocalisation se traduit par un effet de lentille convergente. Cet effet s'oppose au phénomène de diffraction et peut mener à des dommages irréversibles au-delà de la puissance crête seuil. Pour une impulsion centrée à 1053 nm se propageant au sein d'une fibre optique en silice, la puissance seuil critique se situe autour de 4-6 MW [13]. Se rapportant à nos conditions d'expérimentation, des puissances crêtes de l'ordre du kilowatt ne seront pas dépassées au sein du système fibré de source femtoseconde sous architecture *FOPCPA*.

Cependant le phénomène d'automodulation de phase peut apparaître comme véritable acteur pour nos applications. D'un point de vue temporel, la modification d'indice entraîne l'ajout d'un terme de phase temporel non linéaire $\phi_{NL}(t)$. En négligeant les pertes de propagation, ce terme de phase repose sur la puissance crête $P(t)$ du faisceau se propageant au sein de la fibre de longueur L :

$$\phi_{NL}(t) = \gamma P(t)L \quad (II.32)$$

avec le coefficient non linéaire $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$ où λ correspond à la longueur d'onde du signal et A_{eff} à l'aire effective du mode guidé. Dans le cas d'impulsions centrées à 1053 nm se propageant au sein de fibres monomodes en silice, où nous fixons un diamètre de mode de 10 μm , γ est de l'ordre de $10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$.

Comme nous l'avons vu précédemment, la pulsation instantanée étant la dérivée directe de la phase temporelle (voir équation II.10), l'ajout d'un terme de phase non linéaire conduit à la génération de nouvelles composantes spectrales. Se référant à l'équation II.32, l'élargissement spectral croît à mesure de l'augmentation de la puissance crête de l'impulsion et de la longueur de fibre utilisée. En vue de minimiser les conséquences de cet effet, l'utilisation de fibres courtes à large aire modale est à privilégier.

La **Figure II.10** reflète l'influence de l'automodulation de phase sur la propagation d'une impulsion gaussienne centrée à 1053 nm à travers 10 m de fibre optique monomode. Deux cas sont à distinguer, d'une part la propagation d'une impulsion limitée par transformée de Fourier et d'autre part la propagation d'une impulsion préalablement étirée par ajout d'un terme de phase spectrale $\varphi_2 = 30 \text{ ps}^2$. Ce deuxième cas (voir la **Figure II.10b**) se rapproche des paramètres utilisés lors de la mise en œuvre de la technique CPA pour notre application²⁴, où la phase non linéaire générée par effet Kerr optique devient négligeable devant la phase appliquée lors de l'étirement temporel. L'influence du phénomène de SPM se voit non limitant dans nos conditions de travail. En effet, une diminution de la puissance crête des impulsions, induite par l'étirement temporel, atténue directement la proportion de phase temporelle non linéaire.

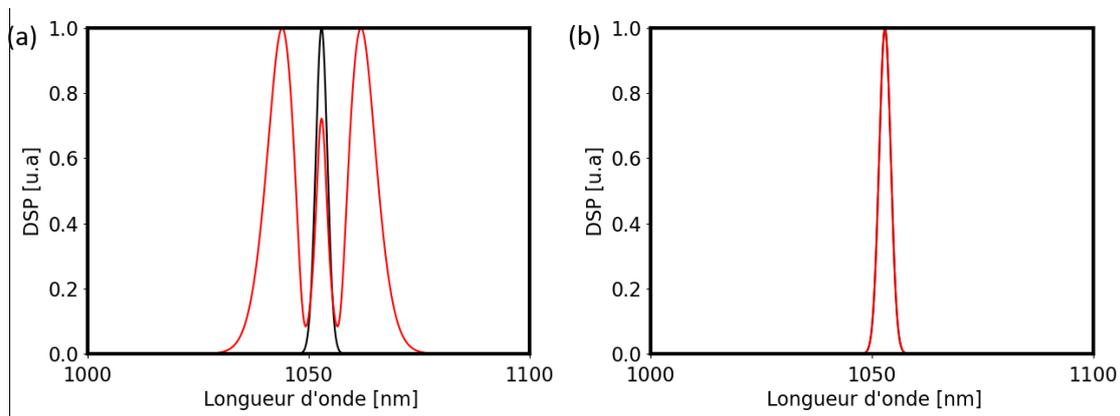


Figure II.10 : Influence de la propagation d'une impulsion gaussienne de 10 pJ d'énergie, de 3 nm de largeur spectrale à mi-hauteur centrée à 1053 nm, dans 10 m de fibre optique monomode de diamètre de mode 10 µm. Les caractéristiques spectrales de l'impulsion sont présentées avant (noir) et après (rouge) propagation.

(a) Sans ajout préalable de phase spectrale, durée d'impulsion proche de 540 fs.

(b) Pour une phase spectrale $\varphi_2 = 30 \text{ ps}^2$, durée d'impulsion proche de 150 ps.

2.4.2 Mélange à quatre ondes pour l'amplification paramétrique optique fibrée

Comme évoqué dans la **section 2.1**, le terme de polarisation non linéaire $\vec{P}_{NL}(\omega)$ comprend le troisième ordre de polarisation $\vec{P}^{(3)}(\omega)$. Ce terme d'ordre 3 donne accès au phénomène de mélange à quatre ondes, où la matière peut être polarisée à une nouvelle fréquence à partir des ondes de fréquences ω_1 , ω_2 et ω_3 . Dans le cadre du mélange à quatre ondes pour l'amplification paramétrique au sein d'une fibre optique ou FOPA (de l'anglais *fiber optical parametric amplification*), un échange d'énergie est possible entre les différentes ondes mises en jeu [14]. Cette section décrit l'interaction à l'origine de l'amplification dans l'étage fibré de source FOPCPA.

La **Figure II.11** illustre le principe FOPA dans le but de générer des photons dans la gamme du proche infrarouge. Deux photons de pompe de fréquences ω_{p1} et ω_{p2} transmettent leur énergie à deux photons de fréquences signal ω_s et *idler* ω_i .

²⁴ Nous décrivons l'application de la technique CPA au système de source femtoseconde fibrée FOPCPA au sein du **chapitre 3**.

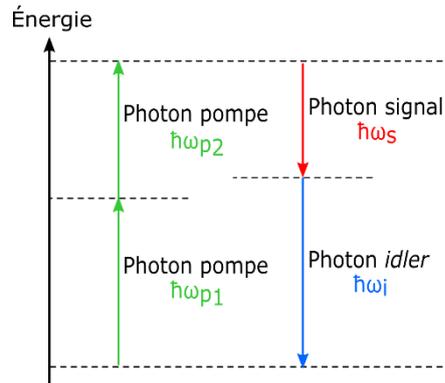


Figure II.11 : Diagramme d'énergie des photons de pompe, signal et *idler* pour le mélange à quatre ondes.

Plusieurs configurations de mélange à quatre ondes existent, avec une (cas dégénéré) ou deux ondes de pompe (cas non dégénéré) se propageant dans le milieu fibré. Nous nous plaçons dès à présent dans une configuration dégénérée (voir la **Figure II.12**) où le mélange à quatre ondes est vu comme un transfert de deux photons de pompe de même fréquence vers des bandes spectrales signal et *idler*, symétriques par rapport à la fréquence de la pompe.

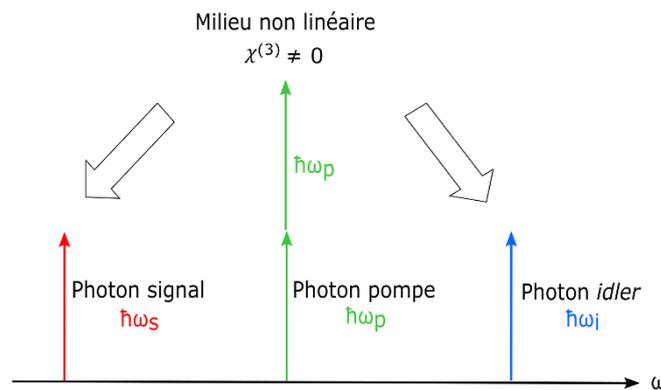


Figure II.12 : Illustration du mélange à quatre ondes avec une seule longueur d'onde de pompe (configuration dégénérée).

En se basant sur les références [15,16], une description du phénomène de mélange à quatre ondes à partir du formalisme temporel d'instabilité de modulation est possible. Lorsque l'onde de pompe se propage, sa stabilité temporelle peut être altérée par des photons de bruit présents dans la fibre ou par une onde de plus faible amplitude de fréquence différente. On parle alors d'instabilité de modulation spontanée²⁵ ou induite. En fonction de l'état de polarisation des ondes interagissant, différents types d'instabilités existent (scalaires, vectorielles) et induisent des relations d'accord de phase variées. L'instabilité de modulation scalaire (*SMI* de l'anglais *scalar modulation instability*) correspond au cas où l'onde de pompe se propage selon un des deux axes neutres de la fibre biréfringente et engendre des lobes d'instabilités sur le même axe. Concernant les instabilités vectorielles, nous ajoutons les instabilités de polarisation croisée. Le premier processus, *PMI* (de

²⁵ Ce type d'instabilité est aussi nommé fluorescence paramétrique ou bruit de fluorescence, identifiable à des lobes de fluorescence d'allure spectrale identique au profil de gain paramétrique.

l'anglais *polarization modulation instability*), génère des lobes d'instabilités sur l'axe neutre différent de celui de la pompe incidente. Le second, *XPMI* (de l'anglais *cross polarization modulation instability*) produit des lobes de fluorescence polarisés orthogonalement entre eux, avec une onde de pompe se propageant à 45° des axes neutres. Le **Tableau II.2** résume les différents types d'instabilités selon l'état de polarisation de l'onde de pompe.

	Instabilités scalaires		Instabilités vectorielles		
	<i>SMI</i>		<i>PMI</i>		<i>XPMI</i>
Polarisation onde pompe					
Polarisation lobes d'instabilité					

Tableau II.2 : Vue d'ensemble des instabilités scalaires et vectorielles selon l'état de polarisation de l'onde de pompe. La polarisation des lobes d'instabilité se réfère aux lobes signal (rouge) et *idler* (bleu).

Le processus de mélange à quatre ondes est synonyme de gain lors du respect des conditions d'accord de phase. Les relations de conservation d'énergie (équation II.33) et de conservation de la quantité de mouvement (équation II.34) illustrent le respect des conditions d'accord de phase entre les différentes ondes :

$$2\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (II.33)$$

$$\kappa = \Delta\beta_L + \Delta\beta_{NL} = \beta(\omega_s) + \beta(\omega_i) - 2\beta(\omega_p) + \Delta\beta_{NL} = 0 \quad (II.34)$$

avec κ le terme de désaccord de phase. $\beta(\omega_s)$, $\beta(\omega_i)$, $\beta(\omega_p)$ les constantes de propagation linéaires des ondes signal, *idler* et pompe respectivement ayant pour pulsations ω_s , ω_i et ω_p . Dans l'équation II.34, $\Delta\beta_L$ ²⁶ traduit le désaccord de phase linéaire. Le terme $\Delta\beta_{NL} = 2\gamma P_p$ (avec γ le coefficient non linéaire²⁷ et P_p la puissance crête de pompe) exprime le désaccord de phase non linéaire (dû à l'effet Kerr optique), dans le cas classique où la puissance crête de pompe est supposée indépendante de la longueur de fibre (dépeuplement de la pompe négligé) et surpasse celles des ondes signal et *idler*.

²⁶ Ce terme dépend directement des propriétés du matériau et de la géométrie du guide d'onde.

²⁷ Nous rappelons l'expression du coefficient non linéaire telle que $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$.

Après un développement limité à l'ordre 2 autour de la fréquence de pompe à partir de l'équation de la constante de propagation $\beta(\omega)$ [14], la relation désaccord de phase linéaire se décline comme²⁸ :

$$\Delta\beta_L(\omega) = \beta_2(\omega_p)(\omega - \omega_p)^2 \quad (II.35)$$

avec β_2 la dispersion de vitesse de groupe par unité de longueur, exprimée en $ps^2 \cdot m^{-1}$.

Le terme de désaccord de phase non linéaire $\Delta\beta_{NL}$ étant positif, il est nécessaire d'obtenir un désaccord de phase linéaire $\Delta\beta_L$ négatif en vue de satisfaire la relation d'accord de phase où $\kappa = 0$ (voir équation II.34). Il convient alors de travailler en zone de dispersion anormale avec $\beta_2 < 0$. Cela requiert une longueur d'onde de pompe supérieure au zéro de dispersion de la fibre (typiquement au-delà du zéro de dispersion de la silice massive situé autour de 1270 nm).

Il est toutefois possible de se placer en zone normale de dispersion. En effet à l'aide d'un développement limité à l'ordre 4 de l'équation de la constante de propagation, la relation de désaccord de phase linéaire évolue vers [14] :

$$\Delta\beta_L(\omega) = \beta_2(\omega_p)(\omega - \omega_p)^2 + \frac{\beta_4(\omega_p)}{12}(\omega - \omega_p)^4 \quad (II.36)$$

Le terme β_4 doit être négatif et compenser les termes linéaires et non linéaires. En considérant une pompe intense et un signal de faible énergie, et à condition d'une puissance de pompe constante durant le processus paramétrique, l'expression analytique du gain [14] s'exprime :

$$G_s = 1 + \left[\frac{\gamma P_p}{g} \sinh(gL) \right]^2 \quad (II.37)$$

avec L la longueur de fibre considérée et g le gain paramétrique tel que :

$$g = \sqrt{(\gamma P_p)^2 - \left(\frac{\kappa}{2}\right)^2} = \sqrt{-\Delta\beta_L(\omega) \left[\frac{\Delta\beta_L(\omega)}{4} + \gamma P_p \right]} \quad (II.38)$$

La **Figure II.13** illustre la courbe de gain typique G_s d'un amplificateur paramétrique en fonction du décalage spectral entre longueur d'onde pompe et signal. Une symétrie des lobes de fluorescence par rapport à la longueur d'onde de pompe (symbolisée par la flèche marron) est remarquable, ainsi qu'une optimisation du gain pour un accord de phase nul $\kappa = 0$. Dans le cas d'un développement de la constante de propagation à l'ordre 2 (voir équation II.35), l'équation II.39 exprime $\Delta\omega_{MAX}$ l'écart entre ω_{MAX} (la pulsation pour laquelle le gain est maximisé) et la pulsation de pompe ω_p [17].

²⁸ En supposant que les ondes se propagent selon le même mode guidé.

$$\Delta\omega_{MAX} = \omega_{MAX} - \omega_p = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_p}{-\beta_2(\omega_p)}} \quad (II.39)$$

Dans le cas d'un accord de phase nul (où $\kappa = 0$ et $\omega = \omega_{MAX}$), le gain devient exponentiel : $G_s \approx \frac{1}{4} \exp(2\gamma P_p L)$ alors que pour une longueur d'onde signal proche de la longueur d'onde de pompe ($\Delta\beta_L \approx 0$) on parle de gain quadratique : $G_s \approx (\gamma P_p L)^2$ [14].

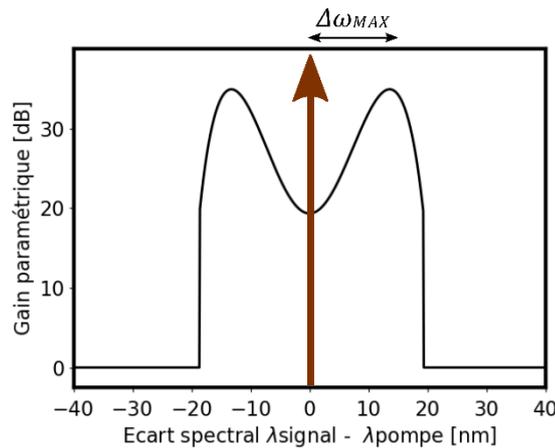


Figure II.13 : Gain d'amplification paramétrique G_s typique en fonction de l'écart spectral entre longueur d'onde de signal et de pompe. Nous considérons les paramètres suivants : $L = 1 \text{ m}$, $P_p = 1 \text{ kW}$, $\gamma = 2,4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $\beta_2 = -1 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, $\beta_4 = 2,85 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4 \cdot \text{m}^{-1}$. γ est calculé à 1053 nm avec $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ et pour un diamètre de mode de 10 μm .

Afin d'éclairer notre propos, nous représentons sur la **Figure II.14** le gain G_s simulé en utilisant le profil de dispersion de la silice (issu des équations de Sellmeier [18], voir équation II.40) selon la longueur d'onde de pompe pour une puissance de pompe donnée. Un travail avec une longueur d'onde de pompe en zone anormale de dispersion proche du zéro de dispersion est favorable à l'obtention de lobes de fluorescence larges. Une puissance de pompe de plus en plus élevée peut mener en théorie à une amplification d'un spectre supérieur à 100 nm. En pratique, les phénomènes de diffusion Raman ou de perte de l'accord de phase (via l'apparition d'un terme de désaccord de phase non linéaire signal) limitent les valeurs de gain. Toutefois, en vue d'obtenir une amplification autour de 1 μm , un décalage du ZDW est indispensable (proche de 1270 nm dans la silice). C'est ici que prend sens l'ingénierie des fibres optiques notamment avec les architectures de type microstructures, développées dans le **chapitre 3**.

$$n(\lambda) = \sqrt{1 + \frac{0,6961633\lambda^2}{\lambda^2 - 0,00467914826} + \frac{0,4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0,0135120631} + \frac{0,8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 97,9340025}} \quad (II.40)$$

avec λ exprimé en μm .

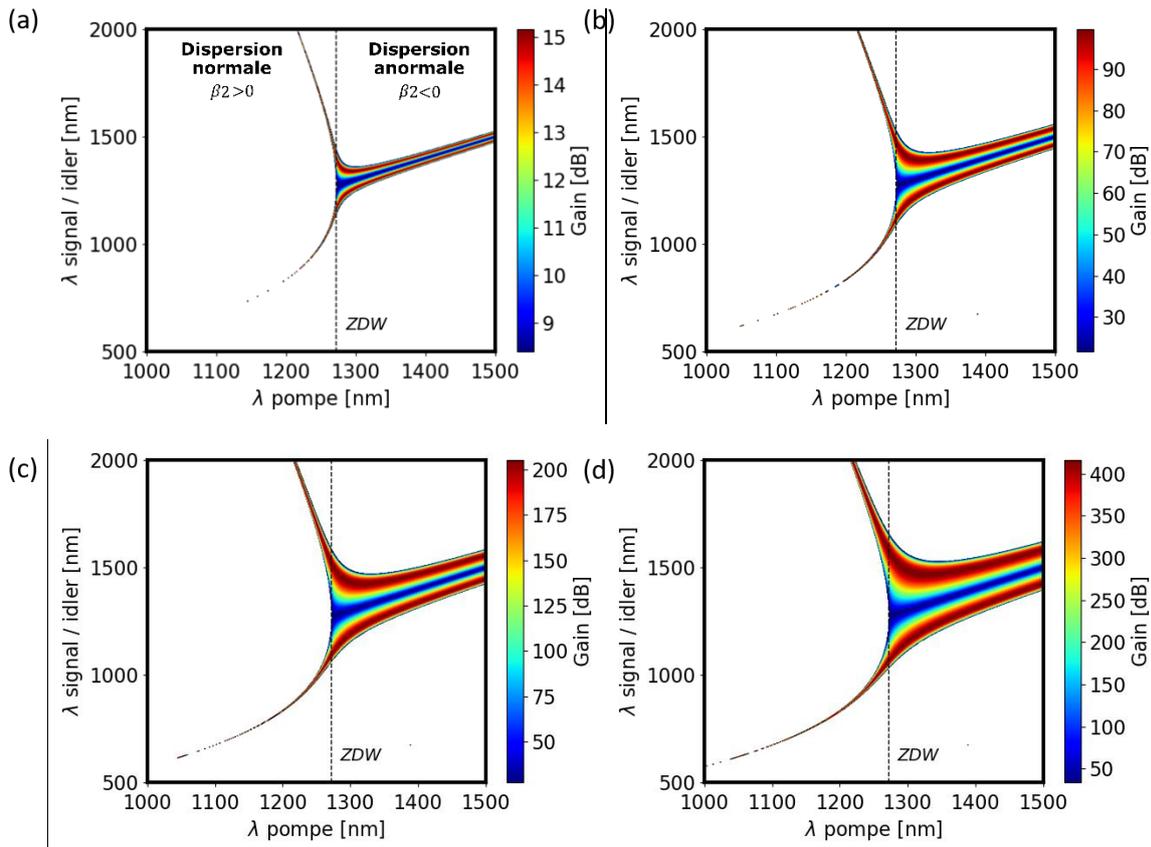


Figure II.14 : Profil de gain paramétrique G_s selon la longueur d'onde de pompe dans la silice. Nous simulons une variation de la puissance de pompe pour une fibre de 1 m de longueur et 10 μm de diamètre de mode (soit $\gamma = 2,4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ en prenant 1053 nm pour longueur d'onde centrale).

- (a) $P_p = 1 \text{ kW}$.
- (b) $P_p = 5 \text{ kW}$.
- (c) $P_p = 10 \text{ kW}$.
- (d) $P_p = 20 \text{ kW}$.

Nous présentons dans le **chapitre 3** le développement et la mise en œuvre d'un étage *FOPA* basé sur une fibre microstructurée en vue d'atteindre une énergie par impulsion dans la gamme du microjoule tout en conservant la polarisation du signal amplifié. Le processus de développement et d'implémentation de la fibre optique spécialement réalisée y est détaillé ainsi que la mise en œuvre du faisceau de pompe nanoseconde répondant à divers critères.

2.4.3 Phénomènes de diffusion stimulée

2.4.3.1 Diffusion Raman stimulée

L'effet *SRS* (de l'anglais *stimulated Raman scattering*) se traduit comme une interaction entre un photon de l'onde lumineuse et une molécule de silice [4]. Cet échange d'énergie inélastique²⁹ met en jeu les niveaux vibrationnels du milieu, produisant un photon décalé en fréquence.

²⁹ Énergie de l'onde diffusée différente de l'énergie de l'onde incidente [4].

En régime continu ou quasi-continu, le seuil d'apparition est donné par [13] :

$$P_{seuil\ SRS} = 16 \frac{A_{eff}}{g_r L} \quad (II.41)$$

avec g_r le gain Raman, paramètre prenant la valeur de $1 \cdot 10^{-13} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ dans la silice à $1 \mu\text{m}$ [4].

Ce seuil est cependant défini en régime continu ou quasi-continu, non adapté à des travaux en régime pulsé. Le manuscrit de thèse de F. Scol [19] estime, à l'aide de simulations numériques d'impulsions de quelques nanosecondes, que l'on peut se baser sur la formule énoncée (équation II.41) pour un régime de travail impulsif nanoseconde. Dans le cas d'utilisation de fibres monomodes de diamètre de mode de $10 \mu\text{m}$ (équivalent à une aire effective $A_{eff} \approx 80 \mu\text{m}^2$), le seuil est proche du kilowatt, pour 10 m de longueur de fibre considérée. L'effet Raman pourrait devenir limitant³⁰ à différents niveaux pour le développement de la source femtoseconde fibrée. Ce phénomène peut effectivement engendrer la perte d'une partie de la puissance utile de la pompe nanoseconde fibrée vers des longueurs d'onde non souhaitables. L'étage d'amplification paramétrique fibrée (FOPCPA) disposerait d'une onde incidente de pompe diminuée et l'efficacité d'amplification se verrait altérée. D'un point de vue expérimental, il devient alors nécessaire de diminuer au maximum les longueurs de fibre au sein de la pompe nanoseconde fibrée jusqu'à l'entrée de l'étage FOPCPA, le diamètre de mode de la fibre étant fixé au préalable.

La principale caractéristique du gain Raman est désignée par le coefficient de gain Raman $g_r(\Omega)$ où $\Omega = \omega_p - \omega_s$, caractérisant le décalage en fréquence entre l'onde de pompe et l'onde signal générée. Pour la silice fondue, représenté sur la **Figure II.15**, le gain Raman présente un pic situé à 13,2 THz de l'onde de pompe. Pour une onde de pompe à 1030 nm, cela correspond à un écart en longueur d'onde de 49 nm³¹ entre l'onde signal générée et l'onde pompe.

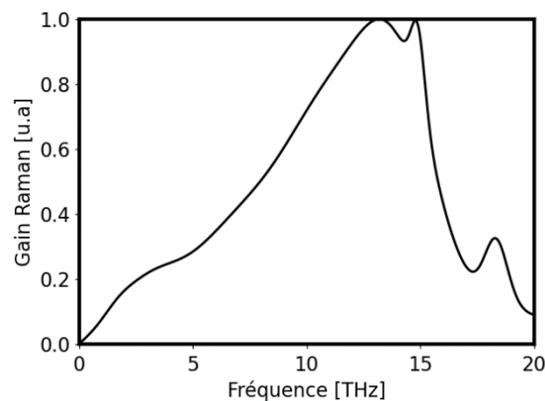


Figure II.15 : Décalage en fréquence du gain Raman entre l'onde de pompe et l'onde signal générée au sein d'une fibre optique en silice, issu de [4].

³⁰ Cependant le gain Raman peut aussi participer à l'amplification du signal [14].

³¹ $\Delta\lambda = \frac{\Delta\nu\lambda_s\lambda_p}{c}$ avec $\Delta\lambda$ l'écart en longueur d'onde, $\Delta\nu$ l'écart en fréquence, λ_s la longueur d'onde signal générée et λ_p la longueur d'onde de pompe.

2.4.3.2 Diffusion Brillouin stimulée

La diffusion Brillouin stimulée (*SBS* de l'anglais *stimulated Brillouin scattering*) se manifeste par la génération d'une onde contra-propagative à l'onde excitatrice. Ce phénomène de rétrodiffusion produit une onde optique décalée en fréquence d'une dizaine de gigahertz et de largeur spectrale de l'ordre de 50 MHz dans le cas d'une fibre optique en silice [4]. Le phénomène *SBS* peut être décrit comme l'annihilation d'un photon de l'onde excitatrice donnant lieu à un photon et un phonon acoustique. En plus des pertes engendrées, le signal rétrodiffusé peut endommager les composants placés en amont. De la sorte, il est capital de considérer la diffusion Brillouin dès la conception d'un système fibré. La puissance seuil en régime continu ou quasi-continu, dépendante de la largeur spectrale de l'onde excitatrice $\Delta\nu_s$, est donnée par [13] :

$$P_{seuil\ SBS} = 21 \frac{A_{eff} \Delta\nu_s}{g_b L \Delta\nu_a} \quad (II.42)$$

avec g_b le gain Brillouin, L la longueur de fibre effective et $\Delta\nu_a$ la largeur spectrale de l'onde acoustique³². g_b prend la valeur de $5 \cdot 10^{-11} \text{ m} \cdot \text{W}^{-1}$ dans la silice [13].

A l'instar du phénomène de diffusion Raman stimulée, ce seuil est défini en régime continu ou quasi-continu. Se basant sur la référence [19], le seuil d'apparition est directement lié à la durée temporelle des impulsions. Par exemple, pour une fibre de *MFD* de 10 μm et de 15 m de longueur, avec des impulsions de 2 ns le seuil en puissance crête approche 8 kW. Pour des impulsions de 20 ns, le seuil se réduit à la centaine de watt. La formule de base n'est alors vérifiée que pour des impulsions assez longues devant le temps de vie des phonons acoustiques (de l'ordre de 10 ns). Pour notre application, différentes durées temporelles sont présentes (de quelques picosecondes à la centaine de nanosecondes) tout au long du système de source femtoseconde fibrée. La puissance seuil pourrait se voir dépassée notamment pour les impulsions les plus longues. Afin de repousser l'apparition de l'effet *SBS*, nous avons pris le parti de l'élargissement spectral de l'onde de pompe nanoseconde (sous-système comportant des impulsions jusqu'à 100 ns, plus de détails sont donnés au sein du **chapitre 3**).

Cette vision d'ensemble de différents phénomènes non linéaires, pouvant amener à des limitations quant au système de source femtoseconde fibrée, accentue l'importance des conditions d'expérimentation. Nous visons la minimisation des longueurs de fibre lors d'un travail à puissance crête approchant le kilowatt ainsi que l'élargissement spectral pour des impulsions dans la gamme nanoseconde.

³² Typiquement entre 10 et 1000 MHz [13].

Bibliographie

1. "Optique non-linéaire," Cours "Concepts fondamentaux de la physique" par M. Joffre, école Polytechnique <https://www.enseignement.polytechnique.fr/profs/physique/Manuel.Joffre/onl>.
2. *Springer Handbook of Lasers and Optics* (n.d.).
3. E. Hugonnot, "Amplification d'impulsions laser à dérive de fréquence", Techniques de l'ingénieur E6515 V1, 2019.
4. "Nonlinear Fiber Optics - 4th Edition," <https://shop.elsevier.com/books/nonlinear-fiber-optics/agrawal/978-0-12-369516-1>.
5. B. C. Stuart, M. D. Feit, S. Herman, A. M. Rubenchik, B. W. Shore, and M. D. Perry, "Optical ablation by high-power short-pulse lasers," *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB* **13**, 459–468 (1996).
6. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications* **55**, 447–449 (1985).
7. F. Druon, M. Sentis, F. Salin, C. Le Blanc, P. Salières, F. Quéré, and P. Zeitoun, "Générer des impulsions laser ultra-brèves de très haute intensité : la technique du CPA: *Chirped pulse amplification* ou amplification par dérive de fréquence," *Reflets phys.* 13–25 (2019).
8. C. Sauteret, D. Husson, G. Thiell, S. Seznec, S. Gary, A. Migus, and G. Mourou, "Generation of 20-TW pulses of picosecond duration using chirped-pulse amplification in a Nd:glass power chain," *Opt. Lett., OL* **16**, 238–240 (1991).
9. C. Manzoni and G. Cerullo, "Design criteria for ultrafast optical parametric amplifiers," *J. Opt.* **18**, 103501 (2016).
10. C. Chen, T. Sasaki, R. Li, Y. Wu, Z. Lin, Y. Mori, Z. Hu, J. Wang, G. Aka, M. Yoshimura, and Y. Kaneda, *Nonlinear Optical Borate Crystals: Principals and Applications* (John Wiley & Sons, 2012).
11. D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graham, and A. Zalkin, "Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate," *Journal of Applied Physics* **62**, 1968–1983 (1987).
12. J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, "Interactions between Light Waves in a Nonlinear Dielectric," *Phys. Rev.* **127**, 1918–1939 (1962).
13. H. Injeyan and G. D. Goodno, *High Power Laser Handbook*, 1st Edition (McGraw-Hill Education, 2011).
14. J. Hansryd, P. A. Andrekson, M. Westlund, J. Li, and P.-O. Hedekvist, "Fiber-based optical parametric amplifiers and their applications," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **8**, 506–520 (2002).
15. A. Mussot, "Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit," These de doctorat, Besançon (2004).
16. V. E. Zakharov and L. A. Ostrovsky, "Modulation instability: The beginning," *Physica D: Nonlinear Phenomena* **238**, 540–548 (2009).

17. A. Mussot, A. Kudlinski, "Amplification paramétrique dans les fibres optiques", Techniques de l'ingénieur RE167 V1, 2013.
18. I. H. Malitson, "Interspecimen Comparison of the Refractive Index of Fused Silica*,†," J. Opt. Soc. Am., JOSA **55**, 1205–1209 (1965).
19. F. Scol, "Amplification et transport fibré d'impulsions énergétiques pour les pilotes des installations laser de puissance," These de doctorat, Lille 1 (2017).

III. Source femtoseconde entièrement fibrée à 1053 nm dans la gamme microjoule

Ce chapitre précise le développement et la mise en œuvre de la source femtoseconde fibrée, dispositif expérimental entièrement fibré reposant sur un étage d'amplification paramétrique à dérive de fréquence *FOPCPA*. Un état de l'art des systèmes sous architecture *FOPCPA* est proposé dans notre domaine d'applications, accompagné des principales limitations. Nous établissons par la suite un cahier des charges, découlant des performances laser recherchées. Celui-ci définit la réalisation d'un mélange à quatre ondes pour des longueurs d'onde centrées à 1053 nm tout en assurant un maintien de polarisation du faisceau incident.

Le processus de développement d'une fibre non linéaire compatible au cahier des charges est ensuite présenté. Nous commençons par un rappel des principaux mécanismes de guidage au sein des fibres optiques. Les guidages par réflexion totale interne modifiée (RTIM) et par bande interdite photonique (BIP) sont particulièrement explicités. Un profil de fibre est déterminé, assumant diverses spécificités dont un contrôle de la dispersion chromatique et une large aire modale. La description des diverses étapes de fabrication suit, avec l'évolution de l'architecture de la fibre optique jusqu'à l'obtention d'une fibre nominale appropriée à notre utilisation. Les processus de caractérisation du tronçon nominal sont explicités, accompagnés des principaux résultats.

Après la réalisation du composant phare, l'architecture générale du système de la source fibrée *FOPCPA* est présentée. Une attention est portée à l'implémentation de la pompe nanoseconde fibrée, où nous justifions notre choix d'architecture. Nous résumons les performances globales du système d'amplification paramétrique, partant d'une impulsion sub-nanojoule de 10 nm de spectre centrée à 1053 nm, pour finalement atteindre une énergie par impulsion dans la gamme du microjoule avec conservation des caractéristiques spectrales, temporelles et spatiales.

1 Définition du besoin laser et généralités

Nous décrivons l'étage d'amplification paramétrique fibré du démonstrateur pilote développé en laboratoire amenant les impulsions jusqu'à l'obtention d'une énergie dans la gamme du microjoule tout en assurant la conservation de la largeur spectrale (10 nm) ainsi que le maintien de polarisation. Cette section se concentre sur la synthétisation du besoin concernant l'étage *FOPCPA* à développer puis à implémenter. Un cahier des charges laser est défini, découlant des spécificités recherchées.

1.1 Etat de l'art de l'amplification paramétrique fibrée d'impulsions à dérive de fréquence

1.1.1 Résultats majeurs de la technique *FOPCPA*

A la différence des amplificateurs optiques basés sur l'absorption et l'émission associées à des transitions électroniques (comme par exemple les amplificateurs Erbium et Ytterbium [1]), le processus d'amplification paramétrique n'est pas cloisonné aux longueurs d'onde d'émission des ions dopants de la matrice vitreuse. La possibilité de balayage du spectre permise par la conversion de fréquence constitue un de ses atouts majeurs. Le caractère instantané (de l'ordre de la femtoseconde [2]) du phénomène souligne un second avantage considérable, évitant tout bruit d'intensité hors de la durée du faisceau de pompe souvent problématique dans nos applications. D'autres caractéristiques remarquables peuvent être citées telles qu'un gain d'amplification important (jusqu'à 70 dB) [3], une largeur de gain d'une centaine de nanomètres [4], de faibles effets thermiques, une montée en énergie avec conservation de la qualité du faisceau amplifié.

Débutée dans le domaine des télécommunications [5], la recherche sur ce type d'amplificateurs adaptée aux impulsions ultracourtes est marquée par la proposition de M. Hanna *et al* [6] en 2006. L'auteur fait état d'un système d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence numériquement simulé, basé sur une fibre optique commercialement disponible. Le terme de « *fiber optical parametric chirped-pulse amplification* » (*FOPCPA*) apparaît et l'article propose des degrés de liberté concernant les conditions d'amplification. Les résultats reposent sur des impulsions signal de durée 200 fs étirées à quelques picosecondes (4 ps) avec un spectre de l'ordre de la dizaine de nanomètres centré à 1025 nm. Ces impulsions sont amplifiées par un faisceau de pompe d'1 kW de puissance crête, soit 40 nJ d'énergie par impulsion, de durée 40 ps et à une longueur d'onde de 1064 nm. La **Figure III.1** illustre les courbes de gain en régime continu et en régime femtoseconde. Dans le cas du régime pulsé, un gain de 22 dB est obtenu avec une fibre de 40 cm. Pour une longueur de fibre plus longue, divers effets non linéaires parasites (dont l'effet Raman) deviennent limitants. Les performances présentées sont prometteuses et l'auteur aborde le fait d'utiliser des fibres microstructurées, assurant une aire modale grandie pour la montée en énergie.

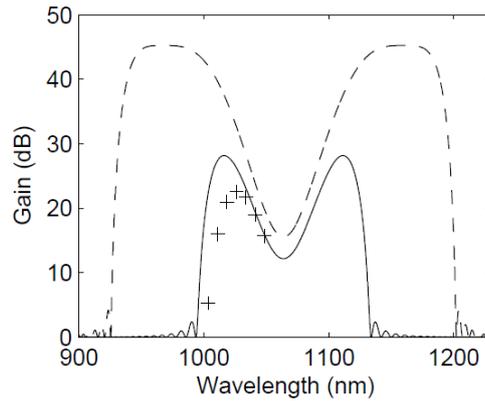


Figure III.1 : Simulation des gains théoriques en régime continu (ligne continue) et en régime femtoseconde (croix). La ligne en pointillés retranscrit un gain théorique en régime continu avec une optimisation des paramètres de la fibre. Le graphe est issu de la référence [6].

De nombreuses démonstrations expérimentales suivent [7,8] et en 2010 [9] une amplification de plus de 30 dB avec un spectre de 8 nm centré à 1053 nm pour des impulsions femtosecondes (étirées à 4,5 ns) dans la gamme nanojoule est réalisée à l'aide d'une fibre à cristal photonique. Les auteurs reportent l'utilisation d'une fibre optique spécialement conçue pour l'amplification avec un zéro de dispersion (*ZDW*) ajusté à 1065 nm. La pompe d'environ 10 ns est choisie juste au-dessus de la valeur du *ZDW* de la fibre microstructurée, dans l'idée d'obtenir les lobes de fluorescence les plus larges possibles et centrés à 1053 nm. La **Figure III.2** présente les lobes de fluorescence sans (noir) et avec (rouge) injection du signal. Dans le cas de la pompe seule, la largeur à mi-hauteur des lobes est de 4,2 nm. Cela menant à un rétrécissement spectral par le gain, un fonctionnement en régime de saturation est préférable. Une fois le signal injecté et avec ce mode de fonctionnement, l'amplification mène à des lobes plus larges (d'environ 20%), amenuisant le rétrécissement spectral par le gain. D. Bigourd *et al* montrent que le processus *FOPCPA* est un candidat sérieux pour l'obtention d'un gain important (> 30 dB) en un seul passage dans la fibre optique. L'obtention possible d'une valeur de contraste élevée avec l'amplification paramétrique est aussi soulignée. Les ouvertures débouchent sur une possible amélioration des performances avec l'utilisation d'une fibre microstructurée mieux adaptée assurant un profil de gain plat ainsi qu'une énergie plus importante obtenue en sortie de système.

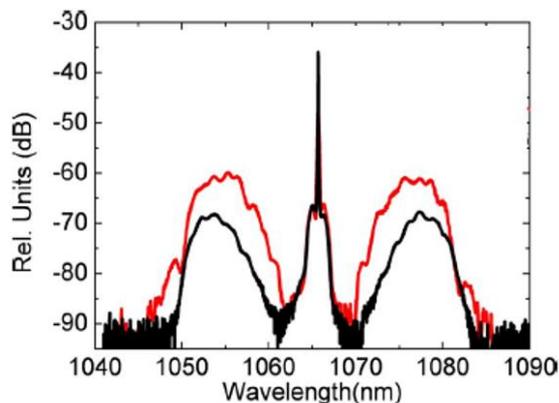


Figure III.2 : Lobes de fluorescence sans (ligne noire) et avec (ligne rouge) injection du faisceau signal. Le graphe est issu de la référence [9].

La référence [10] fait état d'une réelle progression concernant le niveau d'énergie atteint en sortie de fibre non linéaire. *Morin et al* reportent l'amplification d'une onde signal centrée à 1053 nm jusqu'à la gamme microjoule via le processus *FOPCPA*. Une fibre non linéaire à guidage par bande interdite photonique (nous revenons plus précisément sur ce terme dans la **section 2.1.3**) toute solide avec un zéro de dispersion proche de 1034 nm est utilisée. L'optimisation expérimentale de la longueur d'onde de pompe est réalisée avec l'injection du faisceau de pompe seul, évitant dans un premier temps toute difficulté de synchronisation temporelle entre ondes signal et pompe. La **Figure III.3** reporte les lobes de fluorescence paramétrique pour une longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 1034,5 \text{ nm}$. Le lobe centré à 1053 nm, de largeur à mi-hauteur de 6 nm, est presque deux fois inférieur à la largeur spectrale du signal. Lors de la phase d'amplification du signal, un fonctionnement en régime de saturation est alors requis, minimisant le rétrécissement spectral par le gain. Cette condition de fonctionnement repose sur le réglage de la puissance de pompe, paramètre influant sur la position des lobes de gain. Une boucle itérative rentre en jeu entre réglages de la longueur d'onde et de la puissance de pompe, menant à un lobe de fluorescence le plus large possible et centré au mieux à la longueur d'onde signal. A titre informatif, dans cet article l'auteur reporte une amplification *FOPCPA* assistée par effet Raman menant à une énergie exacte de $1,02 \mu\text{J}$ pour la bande signal centrée à 1053 nm à partir d'une puissance de pompe de 1,6 kW. Le phénomène Raman est observable sur la **Figure III.3**, particulièrement pour des longueurs d'onde avoisinant 1080 nm.

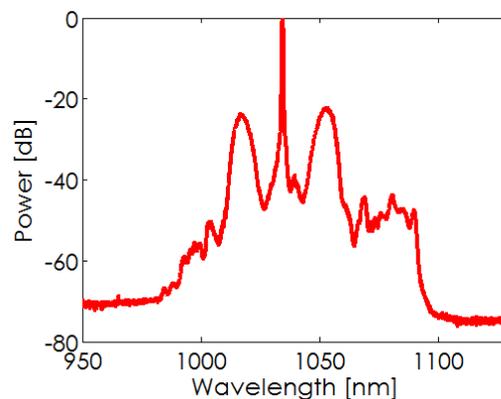


Figure III.3 : Spectre optique de fluorescence paramétrique obtenu en sortie d'un tronçon de fibre toute solide à effet BIP. Les paramètres expérimentaux sont définis tels que $\lambda_p = 1034,5 \text{ nm}$ et $P_p = 1,6 \text{ kW}$. Le graphe est issu de la référence [10].

En parallèle, des études sont menées sur le développement de dispositifs *FOPCPA* convergeant vers l'amplification de spectres optiques plus larges ($> 70 \text{ nm}$) dans le domaine ultracourt [11-13]. Des travaux traitant du mélange à quatre ondes en configuration non dégénérée (avec deux ondes de pompe à des pulsations différentes) voient aussi le jour, assurant un élargissement de la courbe de gain [14]. Plus récemment, des travaux de recherche s'intéressent à l'analyse du rapport signal sur bruit pour des impulsions amplifiées via mélange à quatre ondes [15]. A titre informatif, des systèmes d'amplification paramétrique à dérive de fréquence mis sous forme de cavités donnent lieu à des oscillateurs optiques nommés *FOPCPO*³³. Ces oscillateurs peuvent délivrer jusqu'à plusieurs centaines de nanojoules [16,17].

³³ De l'anglais *fiber optical parametric chirped pulse oscillator*.

Il existe toutefois des limitations à la technique *FOPCPA*, soulignées dans la référence [18]. Une amplification paramétrique se traduit par des conditions d'expérience correctement déterminées (puissance et longueur d'onde de pompe) et par une fibre optique assumant des propriétés non linéaires élevées (paramètre γ). De plus, les conditions d'accord de phase doivent être maintenues tout au long de la propagation du signal dans la fibre. Ceci s'avère plutôt complexe à accomplir de par les inhomogénéités longitudinales propres à la fabrication des fibres optiques. Le contrôle de la dispersion (et de la valeur du zéro de dispersion) n'étant pas assuré, une diminution du gain devient inévitable. La qualité de l'onde de pompe est aussi déterminante [19], en effet, toute variation de l'onde pompe est transmise à l'onde signal. Les variations de bruit de pompe étant transmises au signal, la pompe doit assurer un rapport signal sur bruit élevé. Un développement industriel des amplificateurs paramétriques fibrés autour de 1 μm reste encore en suspens de par les nombreuses complexités de fabrication et de mise en œuvre expérimentale des systèmes à base de fibres optiques microstructurées. De grandes mobilisations doivent survenir pour se démarquer des amplificateurs fibrés plus traditionnels et plus abordables financièrement.

1.1.2 Objectifs visés dans le cadre du développement d'un démonstrateur pilote à l'échelle 1

Comme exposé dans la **Figure I.6** du **chapitre 1**, la source femtoseconde *FOPCPA* du démonstrateur pilote consiste en un système entièrement basé sur des technologies fibrées se voulant fiables et compactes. L'objectif premier reste de développer une source laser centrée à 1053 nm de largeur spectrale de 10 nm atteignant une énergie par impulsion dans la gamme du microjoule tout en conservant la polarisation linéaire du faisceau. Cet aspect de polarisation s'avère critique quant au bon déroulement de l'interaction paramétrique dans les étages d'amplification supérieurs (voir la **section 2.3 du chapitre 2**). Aucun des systèmes *FOPCPA* présentés dans l'état de l'art n'est prétendu performant à 1053 nm tout en accédant à un fort caractère de maintien de polarisation. Par exemple, en vue d'obtenir de tels résultats au sein de la référence [10], un contrôleur de polarisation est utilisé en entrée de la fibre non linéaire. Effectivement, la fibre présente une trop faible biréfringence pour maintenir la polarisation des faisceaux. Un caractère de polarisation légèrement elliptique est observé en sortie de la fibre. Nous nous concentrons sur le développement d'un étage d'amplification paramétrique entièrement fibré permettant :

- D'obtenir un mélange à quatre ondes à 1053 nm menant à une énergie par impulsion dans la gamme du microjoule
- De maintenir la polarisation du faisceau incident.

Des travaux de recherche récents s'intéressent à la montée en énergie tout en effectuant diverses expérimentations sur la polarisation des ondes incidentes [20]. Les designs des fibres utilisées mènent seulement à des énergies trop peu importantes pour notre application.

1.2 Performances laser recherchées et cahier des charges associé

Nous présentons, sur le **Tableau III.1**, le cahier des charges concernant la source femtoseconde fibrée sous architecture *FOPCPA*. Cette revue d'exigences est issue des performances laser que nous souhaitons viser. A la recherche de conditions de travail les plus fiables possibles, nous requérons un système entièrement fibré, se déchargeant de toutes les contraintes d'alignement d'optiques en

espace libre. Nous utilisons des composants fibrés commerciaux en ce qui concerne la pompe nanoseconde fibrée et la partie de génération/étirement du signal. La fibre non linéaire mettant en œuvre le mélange à quatre ondes doit s'adapter à de tels composants, en d'autres termes, nous demandons une « connectivité » facilitée. La fibre doit aussi disposer d'un caractère souple permettant son intégration avec un diamètre de courbure de l'ordre de 30 cm sans induire de pertes significatives.

Concernant le dispositif de pompe, nous souhaitons une accordabilité en longueur d'onde menant à un lobe de fluorescence expérimental centré à 1053 nm et d'au moins 10 nm de largeur spectrale. Cette requête est l'une des plus importantes pour l'amplification du signal ! La condition est seulement réalisable à l'aide d'une fibre non linéaire à dispersion modifiée, permettant un zéro de dispersion autour de 1 μm ainsi que des lobes de fluorescence centrés à 1053 nm. Du fait de l'architecture du système de pompe nanoseconde fibrée (détaillée dans la **section 3.2**), une cadence de 10 kHz est requise. En outre, afin de se placer dans des conditions optimales d'amplification, la durée de pompe est définie supérieure à la durée des impulsions signal (issues de l'oscillateur femtoseconde fibré puis étirées jusqu'à la nanoseconde). Pour atteindre une énergie par impulsions signal dans la gamme microjoule, une puissance crête de pompe de l'ordre du kilowatt est nécessaire. Avec de telles capacités de puissance, les fibres utilisées doivent être dotées d'un diamètre de mode (ou *MFD* de l'anglais *mode field diameter*) adapté, évitant toute problématique de tenue au flux. Le seuil de dommage de la silice³⁴ approche $40 \text{ J} \cdot \text{cm}^{-2}$ à 1053 nm pour des impulsions nanosecondes [22]. Pour une impulsion de l'ordre de 5 μs , le seuil est atteint pour des diamètres de mode inférieurs à 6 μm . Les composants commerciaux seront logiquement adaptés au fil de la montée en énergie de la pompe. Concernant la fibre non linéaire (dernier élément du système *FOPCPA* et donc soumis à une puissance crête des plus hautes), nous fixons un diamètre de mode au moins égal à 10 μm . Malgré la volonté d'utilisation de fibre à large aire modale (ou *LMA* de l'anglais *large mode area*), nous sollicitons un comportement monomode affirmant une bonne qualité de faisceau tout en évitant divers effets parasites (« *walk-off* » temporel, accord de phase entre modes spatiaux).

Le dernier point concerne le maintien de polarisation. Les composants commerciaux sont caractérisés à maintien de polarisation (ou *PM* de l'anglais *polarization maintaining*), avec des données fabricant indiquant un « *cross talk* » normalisé entre les deux états de polarisation d'au moins 30 dB. La fibre non linéaire développée doit posséder un caractère de maintien de polarisation assurant l'injection d'un signal linéairement polarisé au sein des étages d'amplification en espace libre (soumis aux polarisations des ondes incidentes). Finalement, de ce cahier des charges découle une obligation de fabrication d'une fibre optique participant à la validation des différents critères. Nous présentons dans la partie suivante un cahier des charges pour le développement d'une fibre non linéaire répondant au besoin laser.

³⁴ Il est important de différencier seuils de dommage en volume et en surface (face de la fibre optique). Nous traitons ici du seuil de dommage en volume du matériau. En ce qui concerne le seuil de dommage en surface, la référence [21] fait état de différents seuils de dommage mesurés. Par exemple, pour une fibre de MFD de 4 μm , l'énergie maximale mesurée avant dommage est de 15 μJ , à 1064 nm pour des impulsions de 1,2 ns.

PERFORMANCES LASER RECHERCHÉES	CRITÈRES RÉPONDANT AU BESOIN	
	POMPE NANOSECONDE	FIBRE NON LINÉAIRE
Système entièrement fibré et fiable	Composants commerciaux fibrés standards	Fibre souple facilement intégrable (possibilité de soudure + faibles pertes par courbure)
Obtention d'un lobe de fluorescence large et centré à 1053 nm	Accordabilité en longueur d'onde	Contrôle de la dispersion
Énergie par impulsions signal : gamme μJ	Puissance crête de l'ordre du kW Impulsions ns gamme multi-kHz	Gain de l'ordre de 40 dB
Tenue au flux	Fibres monomodes avec $MFD = 10 \mu\text{m}$	Fibre LMA de $MFD \geq 10 \mu\text{m}$ à caractère monomode
Faisceau linéairement polarisé	Composants commerciaux PM	Fibre PM

Tableau III.1: Cahier des charges établi concernant la source fibrée sous architecture FOPCPA.

2 Réalisation d'une fibre optique répondant au besoin laser

En vue d'atteindre une amplification signal à 1053 nm, une fibre optique non linéaire à dispersion modifiée doit être développée. Avant toute explication concernant le chemin de réflexion pour la mise en œuvre de cette fibre, nous définissons les principaux mécanismes de guidage au sein des fibres optiques et leurs grandeurs associées.

2.1 Principe de guidage dans les fibres optiques microstructurées

Partant d'une structure de fibre optique conventionnelle, nous débouchons sur les mécanismes de guidage présents au sein des fibres à cristaux photoniques ou *PCF* (de l'anglais *photonic crystal fiber*) [23,24]. Ce type de fibres se base sur l'incorporation dans la gaine d'inclusions d'indice différent de celui du cœur (bien souvent sur un motif périodique, d'où leur nom), menant à une altération des propriétés optiques de base. Les fibres à cristaux photoniques sont apparues au cours des années 1990 [25] établissant une véritable progression dans le monde scientifique. Cette technologie représentant un moyen de contrôler un faisceau laser au travers d'une fibre optique, ouvre à de nombreuses applications (télécommunications, procédés d'usinage, médecine). Au fil des années, ces fibres mènent à de faibles pertes en transmission (proches de celles des fibres commerciales de l'ordre de $0,2 \text{ dB.km}^{-1}$) [26,27] et autorisent un travail à grande puissance par leurs hauts seuils de dommage [28].

Afin d'assurer un confinement transversal de l'onde incidente et une propagation selon un axe défini, il convient de réaliser un guide d'onde. Ce guide d'onde doit répondre à plusieurs particularités dont un cœur d'indice de réfraction n_c , dans lequel l'onde est majoritairement confinée, et une gaine optique d'indice n_g , nécessaire au confinement de l'onde dans le cœur. Les fibres optiques sont assimilées à des guides d'onde en vue de confiner efficacement l'onde électromagnétique tout au long de sa propagation. Comme explicité au sein de la **section 2.1 du chapitre 2**, la propagation d'une onde électromagnétique au sein d'un système diélectrique est régie par une équation de propagation, définie à partir des équations de Maxwell. La résolution de cette équation, appliquée à un guide d'onde, consiste à définir les fréquences des ondes autorisées à se propager au sein du cœur de la structure fibrée. Des solutions apparaissent sous la forme de modes de propagation guidés (*ie* des solutions indépendantes de l'axe z du guide si ce n'est un terme de phase accumulé tout au long de la propagation), d'indices effectifs n_{eff} , directement reliés à la constante de propagation de mode $\beta(\omega)$ et à la longueur d'onde de l'onde considérée, telle que [2] :

$$\beta(\omega) = n_{eff} \frac{\omega}{c} \quad (III.1)$$

avec ω la pulsation de l'onde et c la vitesse de la lumière dans le vide.

Ces modes guidés sont autorisés à se propager dans le cœur (pour $n_{eff} < n$) et interdits dans la gaine (lorsque $n_{eff} > n$) du matériau considéré d'indice homogène n . Le mode guidé d'indice effectif le plus élevé est appelé mode fondamental, les éventuels autres modes guidés sont nommés modes d'ordre supérieur. Plusieurs configurations de guides d'onde (dont certains définis sous une géométrie périodique) sont rendues possibles, nous les définissons ci-dessous.

2.1.1 Guidage par réflexion totale interne

Dans les fibres optiques conventionnelles, le guidage est vu comme un enchaînement de réflexions totales internes (RTI) à l'interface entre le cœur et la gaine. L'indice de réfraction du cœur est supérieur à celui de la gaine, et nous considérons ces deux éléments comme homogènes. A l'aide de la **Figure III.4**, nous pouvons décrire le mécanisme de confinement d'une fibre à guidage par RTI (comprenant par exemple les fibres à saut d'indice ou à gradient d'indice). Dans le matériau constituant le cœur, la propagation est autorisée lorsque l'indice du mode n_{eff} est inférieur à l'indice du cœur n_c . Il en est de même dans le matériau constituant la gaine, où la condition $n_{eff} < n_g$ doit être vérifiée. Dans le guide d'onde, assimilé à l'assemblage du cœur et de la gaine au sein de la même structure, l'onde électromagnétique se voit alors piégée dans le cœur lorsque la relation suivante est vérifiée :

$$n_c > n_{eff} > n_g \quad (III.2)$$

Pour des modes d'indice n_{eff} inférieur à l'indice de la gaine, la propagation est permise à la fois dans le matériau formant le cœur et dans celui formant la gaine. Non confinée dans le cœur, l'onde se propage dans la gaine de la fibre optique et s'étale jusqu'à perte totale du guidage.

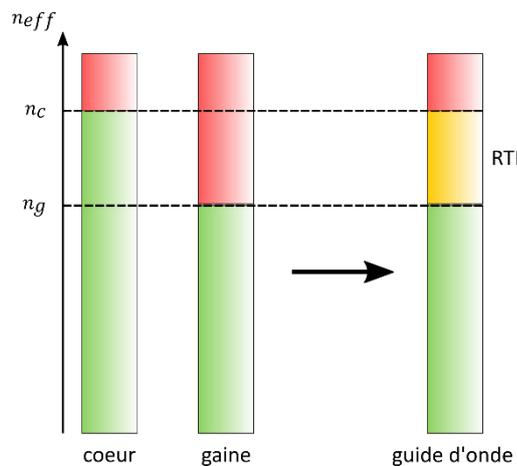


Figure III.4 : Illustration du mode de guidage par réflexion totale interne (RTI). La première bande schématise la propagation de l'onde au sein du matériau constituant le cœur et la seconde au sein du matériau constituant la gaine. La troisième bande correspond aux zones de propagation du guide d'onde (fibre optique assimilée à l'assemblage du cœur et de la gaine au sein de la même structure). Les zones vertes autorisent la propagation dans le milieu, contrairement aux zones rouges qui l'interdisent. La zone jaune symbolise le confinement de l'onde au sein du cœur du guide d'onde.

Dans le cas courant d'un faible contraste d'indice entre le cœur et la gaine, les modes guidés dans le cœur de la fibre sont nommés LP_{lm} (de l'anglais *linear polarized modes*) avec l le nombre azimutal et m le nombre radial. Le premier mode confiné est noté LP_{01} et constitue le mode fondamental. Les modes d'ordre supérieur peuvent se propager au sein d'une fibre optique si la fréquence normalisée V (exprimée dans l'équation III. 3, issue de [2]) est suffisamment élevée. Dans le cas d'une fibre à saut d'indice, la fibre est monomode pour $V < 2,405$ [29]. Notons que pour conserver un caractère

monomode à des paramètres de longueur d'onde fixés, l'augmentation du diamètre de cœur impose une diminution de l'écart d'indice entre cœur et gaine.

$$V = \frac{\pi d}{\lambda} \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (III.3)$$

avec d le diamètre de cœur de la fibre et λ la longueur d'onde de l'onde considérée.

2.1.2 Guidage par réflexion totale interne modifiée

Nous nous plaçons dans le cas d'une fibre microstructurée où les inclusions de bas indice n_{bas} sont disposées dans une matrice de haut indice n_{haut} . Un exemple typique de ce type de structure est une fibre dont la gaine est constituée de trous d'air périodiques dans une matrice de silice et où le cœur en silice est assimilé à un défaut de périodicité. Nous définissons l'indice de gaine n_{FSM} (de l'anglais *fundamental space filling mode*) comme l'indice effectif le plus élevé pouvant se propager dans le matériau associé à la gaine supposée infinie et sans défaut. Cet indice « moyenné »³⁵ joue un rôle comparable à l'indice de gaine homogène d'une fibre conventionnelle. La **Figure III.5** illustre l'analogie entre fibre conventionnelle et fibre microstructurée au travers d'une coupe transversale de chaque type de fibre.

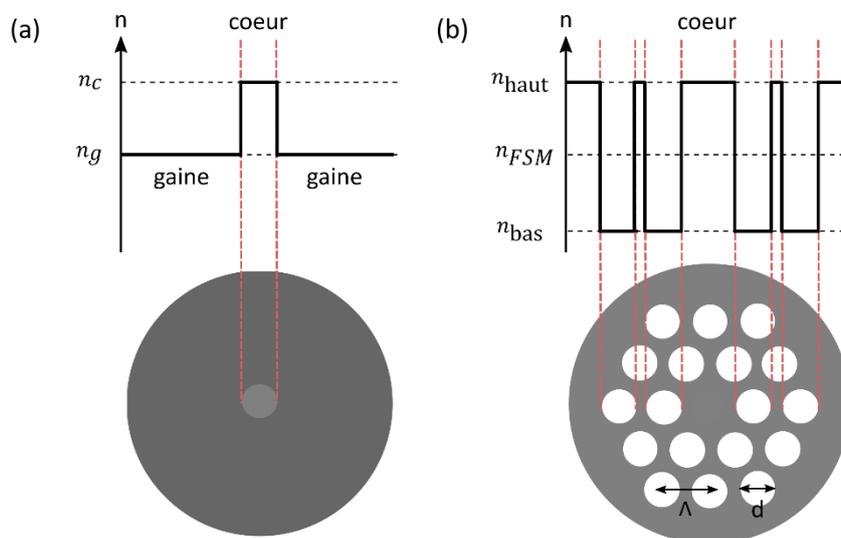


Figure III.5 : Coupe transversale (a) d'une fibre conventionnelle et (b) d'une fibre microstructurée. La fibre conventionnelle est une fibre à saut d'indice. La fibre microstructurée est constituée d'un cœur de haut indice et d'inclusions de bas indice. Les paramètres d (diamètre des inclusions) et Λ (période des inclusions) sont aussi illustrés.

Pour la fibre microstructurée, l'onde électromagnétique peut se propager dans le cœur de la fibre, au moyen du mécanisme de guidage nommé réflexion totale interne modifiée (RTIM). Le terme

³⁵ L'indice n_{FSM} n'est pas une simple moyenne géométrique des indices constituant la gaine. Il varie avec le rapport longueur d'onde sur pas de la structure : $\frac{\lambda}{\Lambda}$ (et non pas uniquement avec le rapport $\frac{d}{\Lambda}$) [23].

« modifiée » faisant appel au caractère hétérogène de la structure de gaine, où l'indice de réfraction est modulé périodiquement. La relation de propagation standard des modes guidés est alors transposée aux fibres microstructurées via l'inéquation suivante :

$$n_c > n_{eff} > n_{FSM} \quad (III.4)$$

Comme dans le cas du guidage par RTI, nous définissons la notion de fréquence normalisée dans le cas d'une fibre microstructurée telle que [30] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{\Lambda}{\sqrt{3}} \sqrt{n_c^2 - n_{FSM}^2} \quad (III.5)$$

avec Λ le pas de la structure périodique, illustré sur la **Figure III.5**.

La fibre reste monomode pour une fréquence de coupure inférieure ou égale à 2,405 [30]. Les paramètres intrinsèques de la fibre optique restent déterminants pour le régime de fonctionnement monomode. La **Figure III.6** présente les zones de propagation autorisées au sein d'une fibre à guidage par RTIM. Dans le cas décrit ici (fibre microstructurée ayant des inclusions de bas indice n_{bas} et un cœur de haut indice n_{haut}), le comportement de guidage est similaire à celui des fibres conventionnelles.

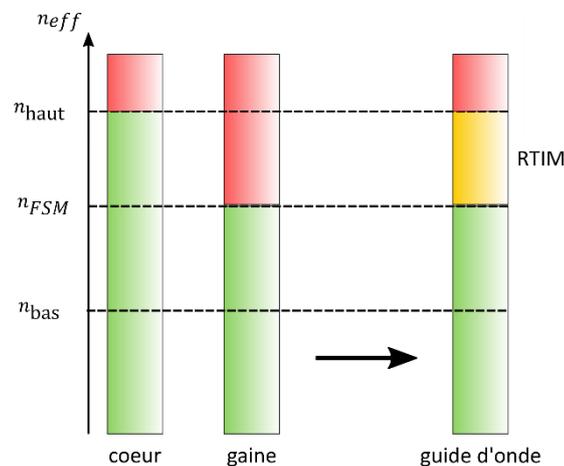


Figure III.6 : Illustration du mode de guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM). Nous appliquons les mêmes normes que pour la Figure III.4, illustrant le guidage par RTI. La zone jaune symbolise un guidage assuré par RTIM, où l'onde se voit confinée dans le cœur du guide d'onde.

La géométrie à base de microstructures autorise de nombreux degrés de liberté (différence d'indice entre cœur et gaine, pas de la structure périodique, diamètre des inclusions). Bien que similaire au guidage RTI, le fait que n_{FSM} dépende de $\frac{\lambda}{\Lambda}$ et de $\frac{d}{\Lambda}$ et qu'il soit possible d'utiliser de forts contrastes d'indice ($\frac{n_{silice}}{n_{air}} \approx 1,45$ contre $\frac{n_{cœur}}{n_{gaine}} \approx 1,05$ dans les fibres en silice classiques à matériau homogène) conduit à l'émergence de nombreuses applications représentant de véritables avancées

technologiques. Il est notamment possible de réaliser des fibres infiniment monomodes, c'est-à-dire des fibres ayant un cœur de dimension élevée tout en supportant un unique mode de propagation quel que soit la longueur d'onde [28]. Ce type de fibres infiniment monomodes permet par exemple d'augmenter les seuils de dommage des fibres monomodes. D'autre part, la microstructuration confine fortement l'onde incidente (grâce au fort contraste d'indice air/silice) tout en maîtrisant la courbe de dispersion spectrale (de par la dépendance en longueur d'onde de n_{FSM}). Cela peut conduire au décalage en longueur d'onde du zéro de dispersion dans la gamme d'intérêt (autour de 1 μm), ce qui n'était pas possible avec une fibre monomode en silice à guidage RTI. Il devient par exemple possible de réaliser des laser dits « blancs » ou supercontinuum présentant un spectre optique sur plus d'une octave tout en étant spatialement cohérents [31]. Il est important de souligner que chacune des spécificités présentées (fibre à large aire modale et fibre à dispersion décalée à 1 μm) restent inaccessibles simultanément dans les fibres en silice guidant par RTIM.

2.1.3 Guidage par bande interdite photonique

Pour certaines structures périodiques apparaissent des zones dans l'espace (λ, n_{eff}) où l'équation de propagation, définie à partir des équations de Maxwell, n'admet aucune solution y compris pour $n_{eff} < n_{FSM}$. Ces bandes d'énergie interdites aux photons sont nommées bandes interdites photoniques (BIP), et leurs propriétés sont directement reliées aux paramètres opto-géométriques de la fibre microstructurée considérée. De ses caractéristiques originales découlent divers atouts combinés [32] dont :

- Une transmission sélective en longueur d'onde : seules certaines bandes spectrales vont pouvoir être transmises avec une faible atténuation
- Une dispersion chromatique ajustable. L'effet BIP entraîne une dispersion chromatique (en plus de celles des matériaux utilisés) s'annulant au centre de chaque bande de transmission et devenant fortement normale (anormale) aux courtes (grandes) longueurs d'onde de la bande spectrale considérée. La **Figure III.7** représente une courbe typique de dispersion chromatique au sein d'une BIP. Le caractère ajustable de la dispersion est directement relié au mécanisme de guidage par bande interdite photonique et notamment au pas du réseau. A titre indicatif, il est ainsi possible de décaler le zéro de dispersion autour de 1 μm tout en restant monomode avec une taille de mode dépassant 10 μm , fait impossible pour des mécanismes de guidage RTI ou RTIM.

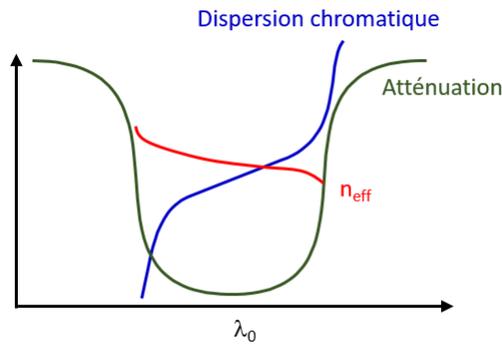


Figure III.7 : Représentation schématique de la dispersion chromatique et des pertes d'atténuation au sein d'une bande interdite photonique. λ_0 est la longueur d'onde de dispersion nulle, appelée aussi zéro de dispersion.

Usuellement, nous distinguons deux types de structures guidant par effet BIP (comme illustrés sur la **Figure III.8**) : un guide d'onde avec des inclusions de haut indice dans une matrice de bas indice, le cœur ayant l'indice de la matrice (il correspond à l'absence d'une inclusion de haut indice, cas des fibres toute solide décrites ci-après) et l'inverse, à savoir des inclusions de bas indice dans une matrice de haut indice, le cœur étant alors un défaut de bas indice de plus grande taille que les inclusions de la gaine (cas des fibres à cœur creux notamment).

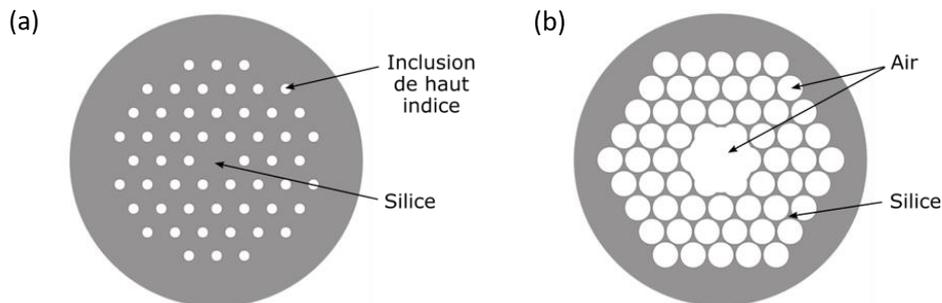


Figure III.8 : Coupe transversale (a) d'une fibre à inclusions de haut indice dans une matrice de bas indice et (b) d'une fibre à inclusions de bas indice dans une matrice de haut indice.

A titre d'exemple, nous présentons le diagramme de bandes d'une structure périodique formée d'inclusions de haut indice dans une matrice de bas indice [32]. La **Figure III.9** illustre ce diagramme reportant les modes autorisés à la propagation. La ligne bleue évoque l'évolution de n_{FSM} en fonction de la longueur d'onde normalisée³⁶. Les bandes interdites photoniques présentes dans le matériau de gaine (où la propagation est interdite bien qu'en-dessous de n_{FSM}) sont représentées ici par les zones en rouge clair. Les positions et largeur de ces bandes dépendent directement des paramètres de gaine (d et Λ).

³⁶ La longueur d'onde de l'onde considérée est normalisée au pas du réseau périodique (Λ).

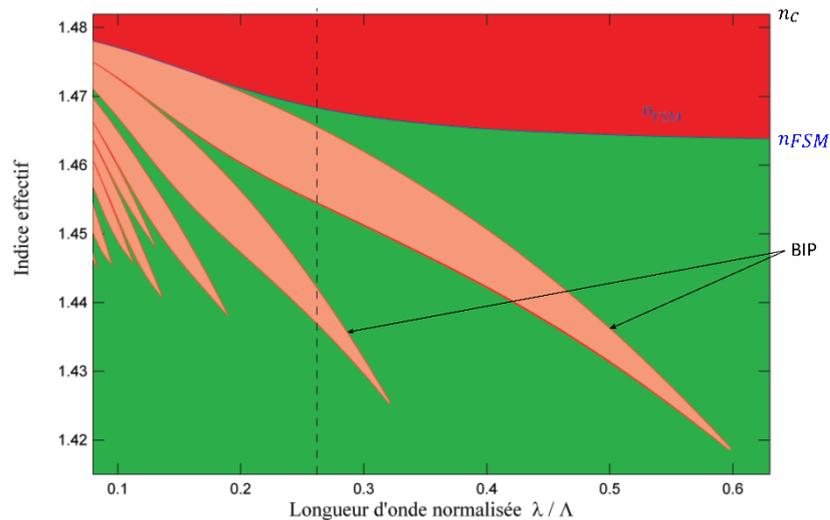


Figure III.9 : Diagramme de bandes d'un guide d'onde constitué d'une structure périodique à plots haut indice inclus dans une matrice de bas indice. Les zones rouges indiquent une propagation interdite, à l'inverse des zones vertes (zones autorisées). Les bandes interdites photoniques sont caractérisées par les zones en rouge clair. Le graphe est issu de la référence [32] et ne tient pas compte de la dispersion du matériau.

La **Figure III.10** schématise un exemple des zones de propagation autorisées au sein d'une structure à plots de haut indice inclus dans une matrice de bas indice. Cette illustration peut être vue comme une coupe verticale du diagramme de bandes de la fibre considérée. Un guidage par effet BIP existe lorsque des bandes interdites sont présentes dans le matériau de gaine utilisé alors que la propagation est autorisée dans le matériau du cœur à cette longueur d'onde (zones bleues sur la **Figure III.10**). Nous verrons par la suite (dans la **section 2.4.3**) qu'il existe des fibres combinant à la fois guidage par RTIM et par effet BIP, appelées fibres hybrides.

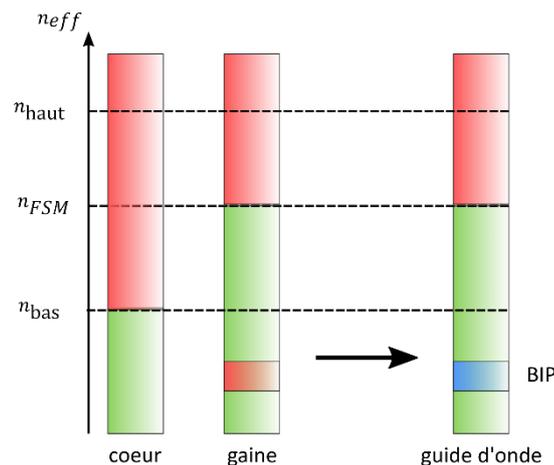


Figure III.10 : Illustration des zones de propagation au sein d'une fibre microstructurée composée d'un motif périodique d'inclusions de haut indice n_{haut} dans une matrice de bas indice n_{bas} . Nous appliquons les mêmes normes que pour la Figure III.4. Les zones bleues symbolisent un guidage assuré par BIP, où l'onde se voit confinée dans le cœur du guide d'onde.

2.2 Cahier des charges, vers une fibre optique répondant au besoin

Nous détaillons dans la suite du paragraphe les exigences requises, pour la fibre non linéaire, menant à bien l'amplification du signal à 1053 nm. Un des points cruciaux concerne le contrôle de la dispersion. Comme illustré dans le **chapitre 2 section 2.2**, la silice possède un zéro de dispersion proche de 1270 nm. Le mécanisme de guidage par RTI induit une modification relativement faible de cette valeur et dans la pratique, permet un décalage uniquement vers les grandes longueurs d'onde pour le mode fondamental. Cette approche n'est pas adaptée à nos applications, visant à obtenir un lobe de fluorescence centré à 1053 nm en utilisant une pompe de puissance (de préférence autour de 1,03 μm). Il est alors nécessaire de décaler le zéro de dispersion dans la gamme spectrale autour de 1 μm . Comme indiqué précédemment, cet ajustement est possible à l'aide des fibres microstructurées guidant par RTIM ou BIP. Cependant, la maîtrise du profil de dispersion reste un point délicat, comme décrit dans la **partie 2.3**, les processus de fabrication pouvant être sources de diverses incertitudes.

Une seconde condition repose sur un diamètre de cœur suffisamment important. Comme explicité dans la **section 1.2**, avec des puissances crêtes de l'ordre du kilowatt, un diamètre de mode supérieur ou égal à 10 μm évite toute problématique de tenue au flux. Nous décidons d'un diamètre de mode proche de 10 μm optimisant la compatibilité avec les fibres commerciales, notamment lors des phases de soudure. Une fois ce paramètre fixé, nous nous concentrons sur le facteur de gain supposé atteignable avec une telle fibre. La courbe de gain typique d'un amplificateur paramétrique fibré est directement proportionnelle au coefficient non linéaire γ ³⁷, à la puissance crête de pompe et à la longueur de fibre. En fixant la puissance de pompe au kilowatt et avec un *MFD* de 10 μm (soit $\gamma \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$), quelques mètres de fibre suffisent à atteindre des gains de plus de 30 dB.

Le dernier impératif concerne le maintien de polarisation. Une fibre optique parfaite est considérée comme un milieu isotrope à géométrie cylindrique donnant lieu à deux états de polarisation orthogonaux de même constante de propagation **[2]**. L'ajout d'inhomogénéités durant le processus de fabrication est source de perturbation, et chaque état de polarisation se voit attribuer sa propre constante de propagation avec toutefois des indices effectifs proches. L'application d'une contrainte extérieure modifie localement ces constantes de propagation et induit des couplages entre les différents états de polarisation (leurs indices pouvant devenir égaux). De part cette biréfringence³⁸ très faible, une onde polarisée linéairement à l'entrée de la fibre optique subit un mélange non contrôlé de ses composantes orthogonales tout au long de sa propagation. Il est donc important d'utiliser des fibres hautement biréfringentes (différence d'indice entre les deux axes de polarisation $\Delta n > 10^{-4}$) minimisant toute altération de l'état de polarisation de l'onde se propageant. Pour ce faire, la technique la plus répandue consiste à introduire deux barreaux de silice dopés Bore, de part et d'autre du cœur. Avec un coefficient thermique d'expansion plus élevé, les barreaux dopés induisent une rétraction plus importante que le matériau de silice pure durant le fibrage. Les barreaux créent un champ de contraintes autour du cœur menant au phénomène de biréfringence de contrainte. Les deux axes de polarisation imposés sont appelés axe lent (d'indice plus élevé) et axe

³⁷ Pour rappel, $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}$ où n_2 correspond à l'indice de réfraction non linéaire du milieu ($n_2 = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ pour la silice **[2]**), λ à la longueur d'onde de l'onde considérée et A_{eff} à l'aire effective du mode guidé.

³⁸ Fait appel à la différence d'indice effectif.

rapide (d'indice plus faible). Généralement l'axe lent suit la ligne des inclusions ajoutées, comme vu sur la **Figure III.11**. Avec cette configuration, les échanges entre les deux états de polarisation sont limités et l'état de polarisation est conservé tout au long de la propagation³⁹, même avec l'ajout de contraintes extérieures. La conservation de l'état de polarisation est évaluée à l'aide d'un taux de transfert énergétique d'un axe à l'autre, appelé taux de linéarité. Le taux de linéarité est le rapport des puissances sur chaque axe, il atteint typiquement 30 dB pour des fibres commerciales à maintien de polarisation. A titre indicatif, une fibre à maintien de polarisation standard (prenons une fibre de référence PM1060L Nufern Coherent) possède une biréfringence de l'ordre de $3 \cdot 10^{-4}$ à 1060 nm. Un taux de linéarité de 30 dB reflète moins de 1% de transfert d'énergie entre les deux axes de polarisation.

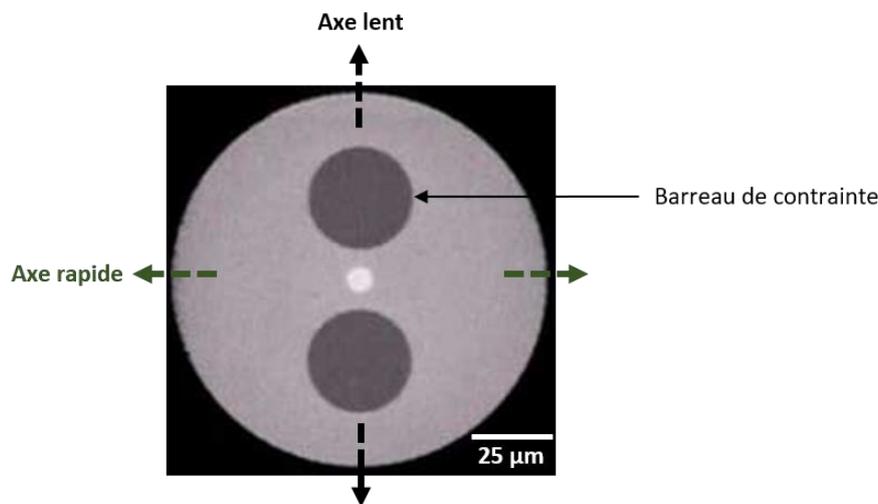


Figure III.11 : Coupe transversale imagée au microscope d'une fibre hautement biréfringente de type PANDA [33].

En résumé, les contraintes concernant la position du zéro de dispersion ($ZDW \approx 1 \mu m$) et le caractère de large aire modale ($MFD \approx 10 \mu m$) tout en restant monomode ne peuvent être simultanément satisfaites que dans le cas d'une fibre à guidage par bande interdite photonique. Toutefois, il faudra s'assurer que la fibre développée puisse maintenir la polarisation de l'onde incidente (paramètre non vérifié au sein des travaux de l'équipe antérieurs à cette thèse [10]) avec une biréfringence de l'ordre de 10^{-4} .

2.3 Fabrication des fibres microstructurées

Avant tout développement sur la fibre non linéaire répondant aux critères du cahier des charges, cette sous-section concerne la fabrication de fibres microstructurées. La fabrication d'une fibre optique repose tout d'abord sur le choix du matériau. Dans nos conditions expérimentales, celui-ci doit être transparent dans la gamme du proche infrarouge. Naturellement, le choix s'est porté sur la silice, matériau très répandu dans le domaine des fibres optiques, réunissant de nombreux critères de choix.

³⁹ Pour une injection selon un des axes propres de la fibre.

Le processus de fabrication utilisé pour notre application, dit « *stack and draw* » (assemblage-étirage) [23], est schématisé sur la **Figure III.12**. Une première étape (non représentée sur la **Figure III.12**) permet d'étirer un premier cylindre de verre (tube creux dans le cas d'une microstructuration air-silice, ou préforme toute solide, dans notre cas il s'agit d'une préforme présentant un profil d'indice parabolique de $30 \cdot 10^{-3}$) en capillaires de tailles millimétriques. Les capillaires produits sont ensuite arrangés manuellement selon une maille géométrique précise (voir la **Figure III.12a**). Dans le cas schématisé, la maille choisie est triangulaire. Le cœur de la structure est synonyme de défaut de périodicité. L'étape suivante est nommée manchonnage (voir la **Figure III.12b**). L'assemblage est inséré dans un tube manchon, de diamètre extérieur de l'ordre du centimètre. Les lacunes (zones blanches) sont comblées à l'aide de capillaires en silice pure de diamètres plus fins afin de préserver au mieux la structure périodique de l'assemblage. L'ensemble est ensuite étiré en préformes dites secondaires de quelques millimètres de diamètres (voir la **Figure III.12c**) en prenant soin de fermer les trous interstitiels (zones blanches de la **Figure III.12b**) tout en préservant les éventuels trous d'air dans les capillaires (dans le cas d'une fibre air-silice). Un manchonnage supplémentaire (permettant d'adapter le diamètre extérieur final de la fibre par rapport à sa taille de cœur), suivi d'un étirage, mènent à la structure finale (voir la **Figure III.12e**). Une dernière étape consiste en l'ajout d'une couche protectrice de polymère. L'étape de fibrage (étirage secondaire de la **Figure III.12**) se réalise sur une tour de 12 m de hauteur alors que les étapes d'étirage à l'aide d'une tour de 8 m. Dans tous les cas, le verre est porté à une température élevée (de l'ordre de 2000°C) dans un four résistif pour le ramollir suffisamment. Le rapport des vitesses de descente de la préforme et du cabestan tirant la fibre déterminent le rapport d'étirage, soit le rapport entre les dimensions de départ et finale du verre étiré.

Toutefois, dans le cas de fibres microstructurées à trous d'air, il est complexe de maintenir les trous à l'échelle micrométrique souhaités tout en travaillant à des températures très élevées (la tension superficielle à l'interface air-silice menant à la fermeture de ces trous). L'ajout d'une surpression dans les trous durant le processus de fabrication (un vide partiel peut aussi être appliqué pour fermer les trous interstitiels présents dans l'assemblage ou entre le tube manchon et la préforme secondaire) résout le problème. La confection d'un tronçon de fibre repose ainsi sur le contrôle des vitesses de descente de la préforme et du cabestan, de la température et de la pression appliquée à la préforme. Malgré une grande maîtrise des divers paramètres tout au long du processus de fabrication, des inhomogénéités peuvent apparaître, ajoutant des incertitudes sur le profil de dispersion par exemple.

A titre informatif, d'autres techniques de réalisation de préformes existent. Pour la réalisation de fibre à maintien de polarisation standard (de type *PANDA*, illustrée sur la **Figure III.11**), la préforme est percée et les deux barreaux de silice dopés Bore sont introduits de part et d'autre du cœur avant le fibrage.

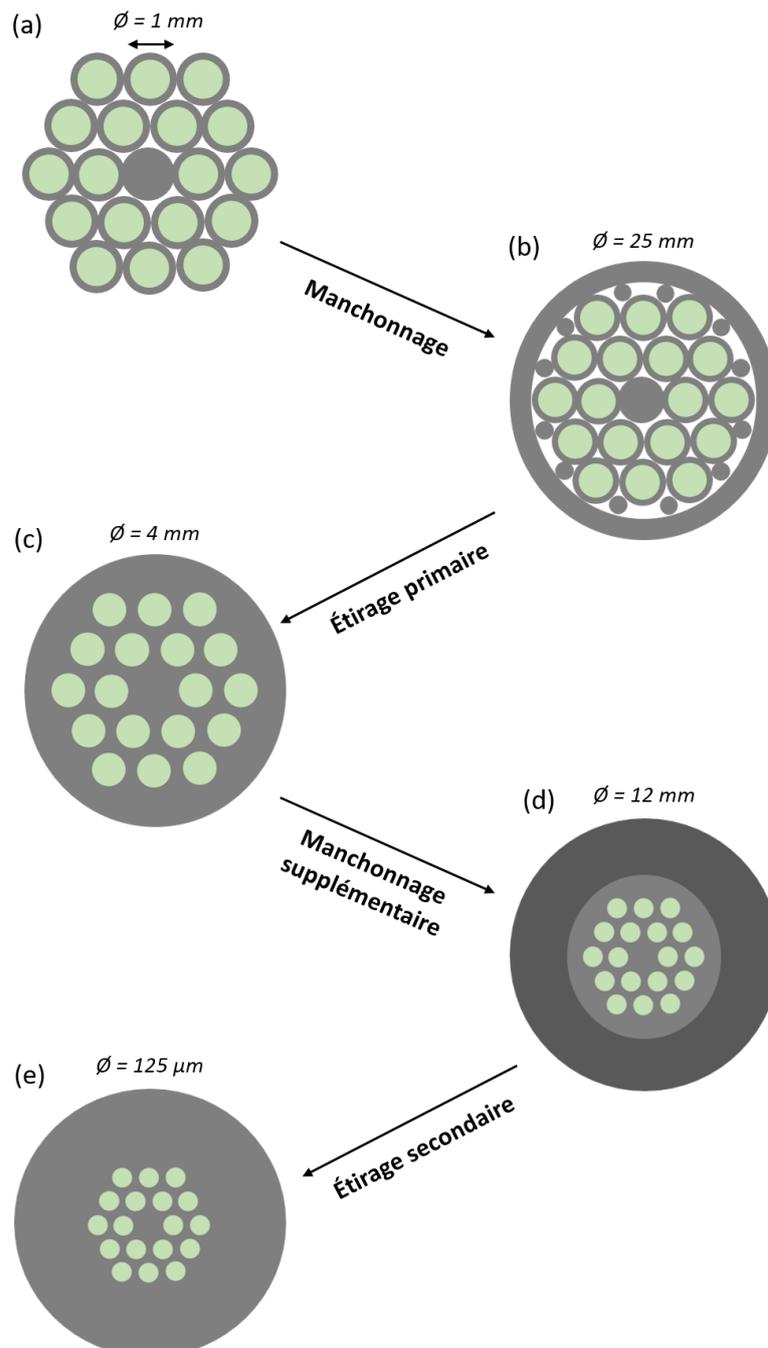


Figure III.12 : Illustration de la technique « *stack and draw* » pour la fabrication d'une fibre microstructurée avec (a) l'assemblage des capillaires selon un motif périodique (b) le manchonnage de l'assemblage (c) l'étirage primaire du manchon en préforme secondaire (d) le manchonnage supplémentaire et (e) l'étirage final menant à une fibre optique de l'ordre de 125 μm de diamètre.

2.4 Itérations pour le développement de la fibre non linéaire

2.4.1 Fibre à guidage par bande interdite photonique toute solide

Cette partie concerne le processus de développement de la fibre nominale. À titre indicatif, les fibres optiques dans leur globalité sont étudiées au sein du laboratoire en collaboration avec le PhLAM (plateforme FiberTech Lille) depuis le début des années 2010, bien avant le commencement de ces

travaux de thèse. Après un résumé des travaux antérieurs, appuyés par les travaux réalisés lors d'un contrat postdoctoral [10], nous nous concentrons sur les avancées depuis mon arrivée.

Le travail débute par la fabrication d'une fibre à bande interdite photonique toute solide. Le guide d'onde est constitué d'une matrice en silice pure (défaut de 1) d'indice $n_c = 1,45$ et d'inclusions de silice dopées germanium (Ge), illustré sur la **Figure III.13**. L'indice de réfraction des inclusions évolue en fonction de la concentration d'oxyde utilisé, ici $n_{inclusion\ Ge} = 1,48$. Nous sommes dans le cas d'une structure périodique à plots de haut indice inclus dans une matrice de bas indice, cela autorisant seulement un guidage par effet BIP. Cette fibre développée pour l'amplification paramétrique possède un coefficient de non linéarité γ estimé à $1,3\ W^{-1}.km^{-1}$. La **Figure III.14** représente les profils de dispersion et de transmission simulés de la fibre considérée. Les simulations numériques concernant les différentes fibres, présentées ici et dans la suite, sont réalisées par O. Vanvincq dans le cadre de la collaboration avec le laboratoire PhLAM.

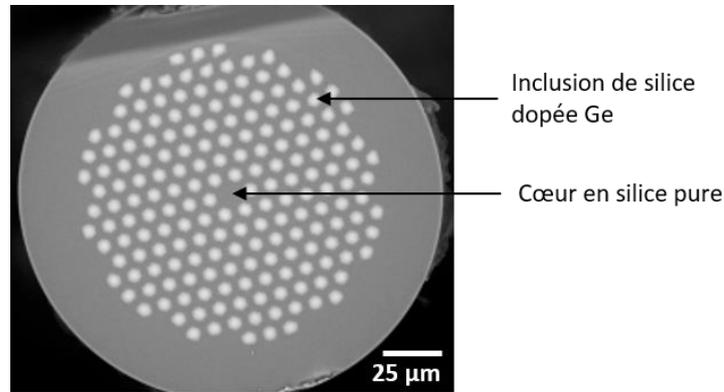


Figure III.13 : Image d'une fibre microstructurée BIP toute solide, réalisée au microscope électronique à balayage (MEB). Les paramètres de la gaine sont $d_{Ge} = 6,9\ \mu m$ et $\Lambda = 9,4\ \mu m$. Le diamètre de cœur est de l'ordre de $11\ \mu m$.

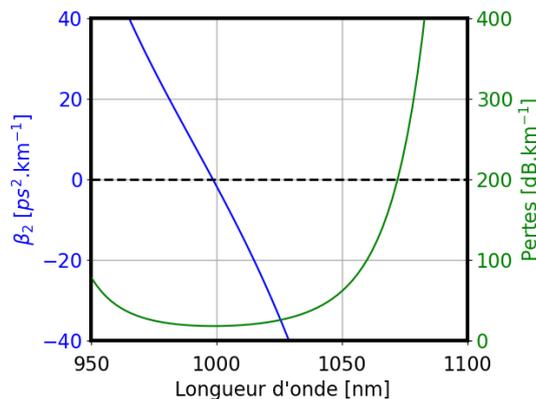


Figure III.14 : Profils de dispersion (ligne bleue) et pertes (ligne verte) simulés d'un tronçon de fibre BIP toute solide. Le zéro de dispersion simulé se situe autour de 1000 nm.

Des mesures de dispersion à l'aide d'une source supercontinuum renvoient à la **Figure III.15**. La longueur d'onde de dispersion nulle se situe autour de 1034 nm (mise en évidence par la ligne verticale

rouge). La courbe verte illustre la zone de transmission de la 3^{ème} bande interdite⁴⁰ de la structure. Cette bande s'étend sur plus de 90 nm assurant une transmission correcte des ondes concernées par le mélange à quatre ondes. Une fibre de 13 m reporte l'amplification d'une onde centrée en 1053 nm jusqu'à la gamme microjoule via le processus *FOPCPA* [10]. Néanmoins, la polarisation du faisceau n'est pas maintenue tout au long de la propagation de l'onde, la fibre n'étant pas intrinsèquement biréfringente (à cause de sa symétrie $C6v$ ⁴¹).

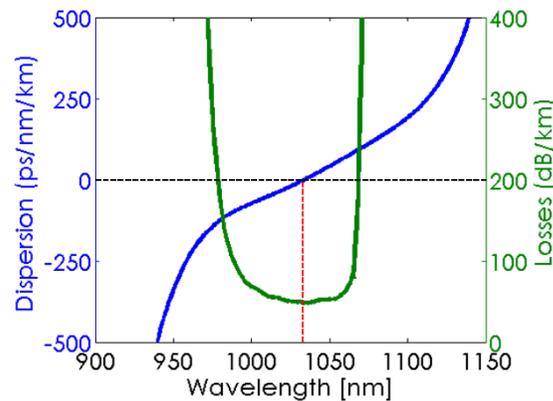


Figure III.15 : Mesures de dispersion (ligne bleue) et de pertes (ligne verte) d'un tronçon de la fibre BIP toute solide. La ligne rouge en pointillés reporte la valeur du ZDW, proche de 1034 nm. Le graphe est issu de la référence [10].

2.4.2 Fibre à guidage par bande interdite photonique toute solide avec barreaux de contraintes

A la recherche du maintien de polarisation, le processus de développement s'est dirigé vers une fibre fortement biréfringente. L'idée porte sur l'ajout de barreaux de contraintes en silice dopés Bore en périphérie du cœur, voués à maintenir la polarisation de manière analogue aux fibres classiques dites PANDA. Dans ce type de fibre, l'ajout de barreaux crée une biréfringence induite par le champ de contraintes engendré lors du refroidissement de la fibre, ceci étant dû à la différence entre les coefficients de dilatation des barreaux de contraintes et ceux du reste de la structure de la fibre en silice. La fibre obtenue est illustrée sur la **Figure III.16**, l'architecture de la fibre BIP toute solide est conservée et deux zones de contrainte (constituées d'inclusions de silice dopées Bore $n_{inclusion B} = 1,443$) sont ajoutées de part et d'autre du cœur.

⁴⁰ Le choix de travail au sein de la 3^{ème} BIP dépend d'un compromis entre pertes par confinement (diminution générale avec l'ordre de la BIP) et sensibilité à la courbure et aux défauts de fabrication (augmentation avec l'ordre de la BIP, en sachant que les BIP impaires sont moins sensibles à la courbure que les bandes paires) [32].

⁴¹ Symétrie par rotation de $\frac{2\pi}{6}$ autour d'un axe [34].

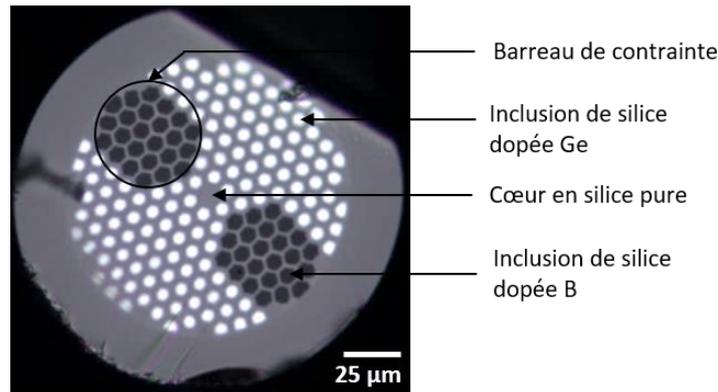


Figure III.16 : Image MEB d'une fibre BIP toute solide avec ajout des barreaux de contraintes (inclusions de silice dopées Bore) de part et d'autre du cœur. Les paramètres de la gaine sont $d_{Ge} = 6,9 \mu m$, $d_B = 8 \mu m$ et $\Lambda = 9,8 \mu m$. Le diamètre de cœur est de l'ordre de $12 \mu m$.

Toutefois, l'effet de biréfringence de contrainte s'est avéré expérimentalement insuffisant (Δn de l'ordre de 10^{-5}). A posteriori le fort dopage en Germanium des inclusions de silice entraîne une augmentation du coefficient de dilatation du verre (le ramenant proche de celui de la silice dopée Bore) et réduit donc la brisure de symétrie du champ de contraintes visée par l'ajout des deux zones dopées Bore.

2.4.3 Fibre hybride à microstructures d'air

L'étape suivante s'est tournée vers un autre design, illustré sur la **Figure III.17**. La troisième version de fibre non linéaire est constituée d'une gaine hétérogène mêlant des inclusions de haut et de bas indices et d'un cœur en silice pure. Plus précisément, la gaine s'établit sous forme d'une structure périodique de trous d'air avec la présence d'une ligne d'inclusions de silice dopées Ge. La partie air-silice permet le confinement de l'onde dans le cœur de la fibre par guidage RTIM (voir la **section 2.1.2**) alors que la présence de la ligne d'inclusions de haut indice confine l'onde dans cette direction par un mécanisme de guidage BIP (voir la **section 2.1.3**). Une telle fibre, dite hybride car combinant les mécanismes de guidage RTIM et BIP, ne confine la lumière efficacement dans le cœur que pour certaines longueurs d'onde et permet d'accéder au contrôle de la dispersion tout en conservant un cœur de diamètre suffisant. La **Figure III.18** présente les profils de dispersion et de transmission simulés de la fibre dite hybride à microstructures d'air selon l'état de polarisation. Les longueurs d'onde de dispersion nulle simulées sont de 1019 nm pour une injection selon l'axe lent et de 1015 nm selon l'axe rapide. Le coefficient de non linéarité γ de cette fibre est estimé autour de $2 W^{-1}. km^{-1}$. Par la géométrie retenue pour cette fibre, la ligne d'inclusions Ge impose un champ de contraintes au sein du cœur induisant une biréfringence intrinsèque à la fibre (Δn de l'ordre de 10^{-4}). Une fibre hybride d'architecture semblable a déjà été mise en œuvre [35], seulement avec un cœur de 36 μm n'assurant pas un comportement monomode.

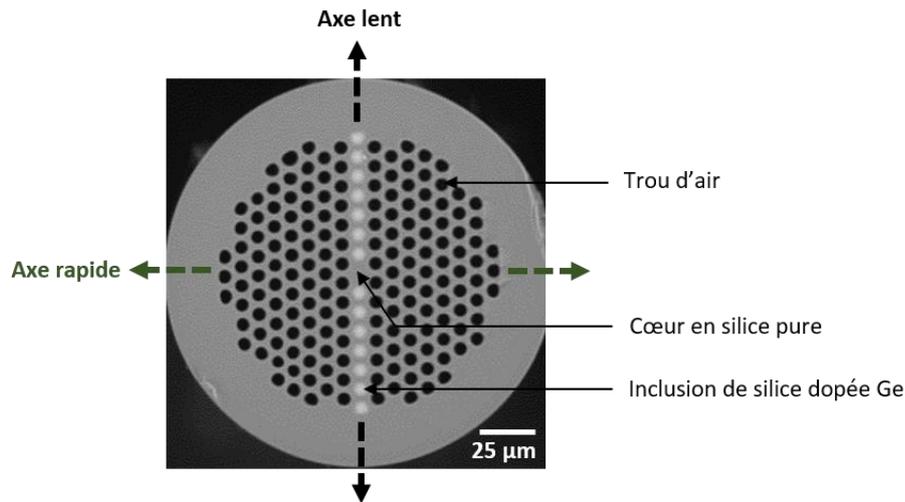


Figure III.17 : Image MEB d'une fibre hybride à microstructures d'air. Les paramètres de la gaine sont $d_{air} \approx d_{Ge} \approx 6 \mu m$ et $\Lambda = 9 \mu m$. Le diamètre de cœur est de l'ordre de $11 \mu m$.

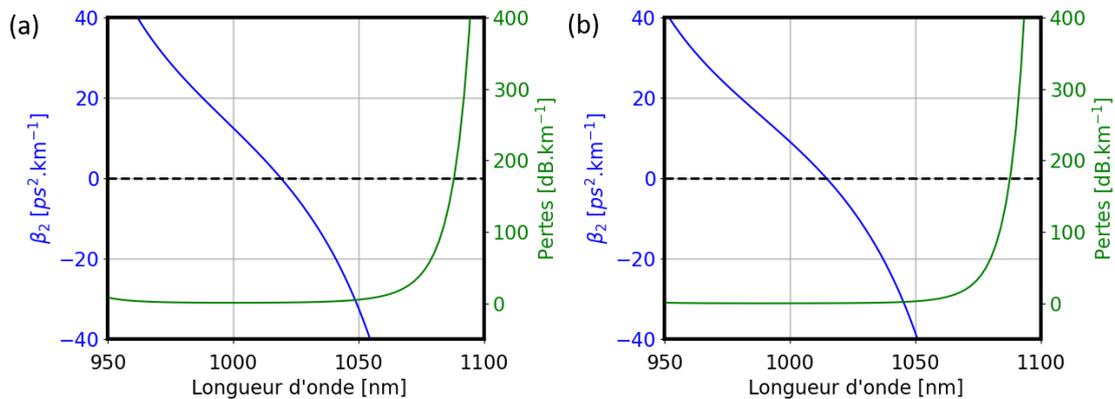


Figure III.18 : Profils de dispersion (ligne bleue) et pertes (ligne verte) simulés d'un tronçon de fibre hybride à microstructures d'air (a) selon l'axe lent et (b) selon l'axe rapide. Le zéro de dispersion simulé est 1019 nm pour une injection selon l'axe lent et 1015 nm pour une injection selon l'axe rapide.

Après un travail de caractérisation en amont de ces travaux (précisé en détails lors de l'étude de la fibre nominale, voir la **section 2.4.4.2**), la valeur du taux de linéarité atteint $17,5 \text{ dB}$. Cette valeur, de l'ordre de grandeur des données commerciales, est jugée suffisante pour notre application. L'axe lent suit la ligne d'inclusions de silice dopées Ge et l'axe rapide lui est orthogonal, comme spécifié sur la **Figure III.17**. L'onde de pompe est injectée au sein de la fibre hybride et après de multiples essais, une conclusion négative est dressée. La fibre présente de trop grandes fluctuations longitudinales du zéro de dispersion et ne permet pas d'obtenir des lobes de fluorescence convenables. Ceux-ci sont moyennés et beaucoup trop faibles pour mener à bien une amplification du signal. Effectivement, 1% de fluctuation de la structure de la fibre⁴² entraîne une variation de la valeur du ZDW du même ordre de grandeur. Nous constatons une variation d'environ 10 nm du ZDW pour des longueurs d'onde avoisinant $1 \mu m$, jugée non acceptable pour notre application. Afin de faciliter le fibrage et stabiliser

⁴² Amplement possible durant le fibrage où d_{air} , d_{Ge} et Λ sont inférieurs à $10 \mu m$ et la coexistence des trous d'air et d'inclusions fortement dopées Ge complexifie grandement la stabilisation du fibrage. Commercialement pour le même type de fibre, les diamètres de cœur sont indiqués avec une incertitude de l'ordre de 10% [36].

ces fluctuations, un manchonnage épais est ajouté lors du fibrage (voir la **Figure III.12d**), aboutissant à des fibres proches de 400 μm de diamètre (contre 180 μm initialement sans manchonnage supplémentaire). La **Figure III.19** reporte l'architecture de la fibre hybride à microstructure d'air après l'étape supplémentaire de manchonnage.

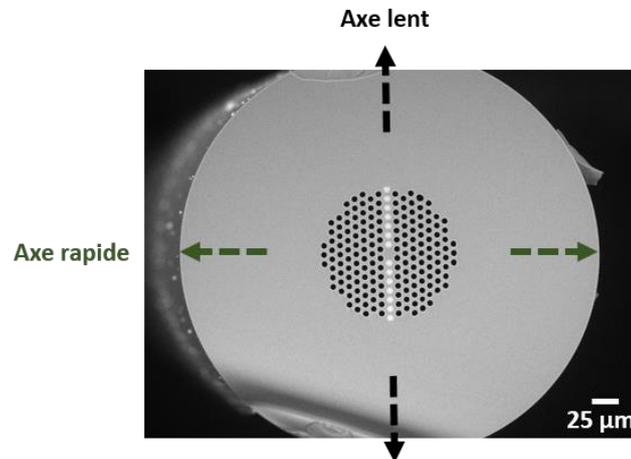


Figure III.19 : Image MEB d'une fibre hybride manchonnée. Les paramètres de la gaine sont $d_{air} = 5,9 \mu\text{m}$, $d_{Ge} = 6,9 \mu\text{m}$ et $\Lambda = 9,2 \mu\text{m}$. Le diamètre de cœur est de l'ordre de 11 μm .

2.4.4 Fibre hybride à microstructures d'air manchonnée

C'est ici que les travaux expérimentaux réalisés dans le cadre de la thèse débutent. A titre informatif, plusieurs fibrages contenant plusieurs tronçons de fibres sont réalisés en amont. Chaque tronçon se différencie par une faible modification de la vitesse de fibrage, de la température du four ou de la pression appliquée dans les trous d'air. Ces tronçons sont pré-caractérisés par le PhLAM, en sachant que les mesures au microscope et les spectres de transmission ne sont pas suffisamment précis par rapport à notre besoin de placer le zéro de dispersion à quelques nanomètres près. Suite à cette première sélection faite par le PhLAM, les tronçons de fibres sont caractérisés au sein du laboratoire (CEA CESTA), notamment par amplification paramétrique étant notre juge de paix. Afin d'éviter d'alourdir le corps de document, nous prenons le parti de ne présenter ici que les résultats concernant un seul tronçon (notamment les études de fluorescence paramétrique en fonction des axes de polarisation, de la longueur d'onde de pompe et de la puissance de pompe). Toutefois ce travail de caractérisation d'une dizaine d'autres tronçons s'inscrit à part entière dans les travaux de thèse et correspond à de vastes heures d'expérimentation.

Avant toute démarche expérimentale, il faut tenir compte des propriétés de l'effet de bande interdite photonique et se positionner au centre d'une bande utile à notre application. Des caractérisations préliminaires faites au PhLAM, via une source supercontinuum, déterminent la transmission des différentes bandes interdites photoniques. La **Figure III.20** retranscrit la transmission typique d'une fibre hybride à microstructures d'air avec dans cet exemple trois bandes visibles, dont la troisième BIP comprenant nos longueurs d'onde d'intérêt. La bande s'étend sur plus de 100 nm assurant une transmission convenable des faisceaux impliqués dans le processus d'amplification paramétrique. Le pic centré à 1064 nm correspond à la longueur d'onde de pompe de la source supercontinuum.

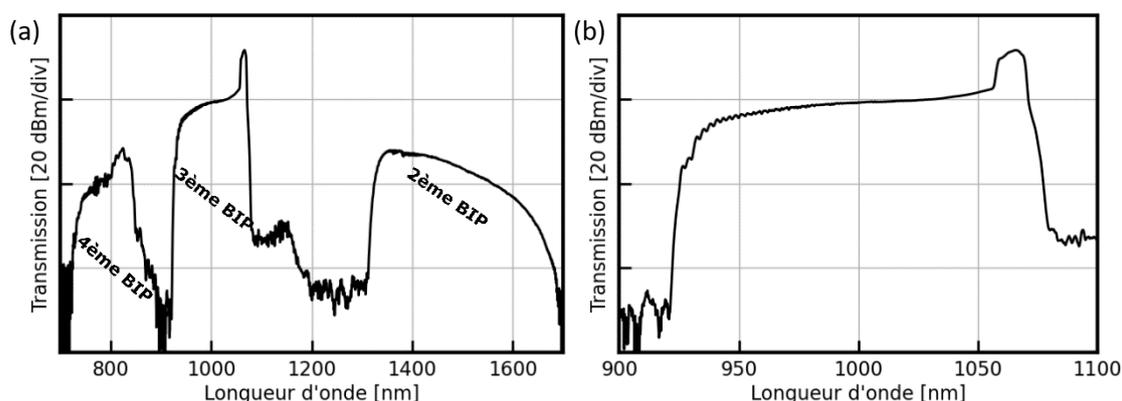


Figure III.20 : Spectres de transmission du tronçon de fibre hybride manchonnée considéré, sur une gamme de 1000 nm avec plusieurs bandes interdites photoniques (a) et avec un zoom sur la 3^{ème} BIP (b).

Une autre donnée cruciale est fournie par le PhLAM, il s'agit de l'évolution du diamètre externe de la fibre en fonction de la longueur de fibre tirée, mesurée en direct lors du fibrage. Une mesure précise du diamètre de cœur en ligne (c'est-à-dire durant le fibrage) n'étant pas possible⁴³, nous nous appuyons sur la mesure de diamètre externe pour sélectionner plusieurs tronçons à l'intérieur d'un tronçon initial (chacun ayant des paramètres de fibrage constants). La **Figure III.21** illustre la découpe de deux tronçons, les plus stables en matière de diamètre externe. Les résultats expérimentaux présentés dans la suite concernent le second tronçon d'une dizaine de mètres.

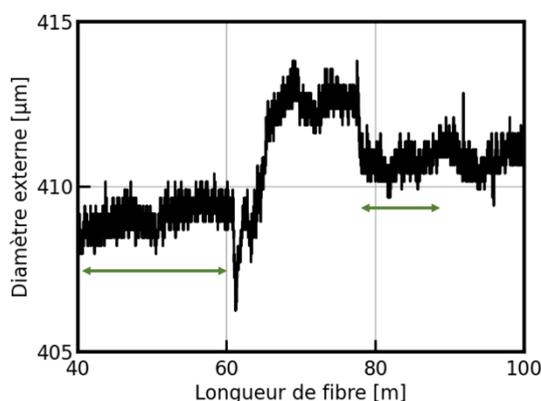


Figure III.21 : Evolution du diamètre externe de la fibre nue durant le processus de fibrage. Deux zones « stables » (symbolisées par les flèches vertes) sont déterminées entre 41 et 59 m et entre 79 et 89 m.

2.4.4.1 Préparation de la fibre non linéaire

Une étape de préparation de la fibre non linéaire est primordiale. Nous souhaitons souder le tronçon de fibre hybride manchonnée en sortie de la pompe nanoseconde fibrée, constituée de fibres commerciales à maintien de polarisation (de type PANDA). Cette soudure permet de conserver au

⁴³ Seule une mesure au microscope permet de déterminer précisément le diamètre de cœur de la fibre, mesure impossible durant le fibrage du fait de son caractère destructif.

mieux la puissance incidente du faisceau de pompe en évitant de trop fréquents réglages d'alignement. Cela répond à l'objectif de développement d'un étage *FOPCPA* entièrement fibré et fiable.

Le paragraphe suivant constitue un aparté sur les procédés de préparation des fibres (commerciales et issues du laboratoire PhLAM). Cela représente une partie cruciale des travaux expérimentaux réalisés dans le cadre de la thèse, nécessitant une approche minutieuse. Le travail de préparation commence par l'enlèvement des couches de polymère protectrices de la fibre. L'action de dénudage évite toute altération de la surface de silice (au contact du polymère) par les hautes températures mises en œuvre lors du soudage. Elle permet d'autre part de faciliter l'alignement des fibres juste avant la soudure. Dans le cas de la fibre hybride manchonnée, une seule couche de polymère est présente, de l'ordre de 50 μm d'épaisseur. En ce qui concerne les fibres standards, une première couche millimétrique est à enlever, suivie d'une seconde de l'ordre de 250 μm . Généralement des pinces à dénuder sont utilisées pour cette tâche. Nous nous sommes servis de lames de rasoir pour les différents tronçons de fibre hybride du fait de leurs grandes rigidités de par leurs diamètres en silice importants (400 μm). Une fois les fibres nues, une étape de nettoyage est effectuée à l'aide d'un papier optique imbibé d'éthanol, permettant d'enlever les derniers résidus de revêtement et/ou de poussière. Nous nous abstenons pour les tronçons de fibre microstructurée à trous d'air, effectivement les trous pourraient se voir obturés par le liquide et les propriétés de guidage en pâtiraient. Le procédé de soudure requiert un état de surface plan des faces des fibres mises en jeu. Intervient ici le processus de clivage, au sein duquel la fibre est fracturée à un endroit défini de manière contrôlée. Des clives de grande qualité sont recherchées, minimisant les pertes à la soudure. Une grande variété d'instruments est disponible, nous utilisons deux cliveuses différentes selon le type de fibre :

- Fujikura CT-101 pour les fibres commerciales. Cette cliveuse est destinée à des fibres optiques allant jusqu'à 250 μm de diamètre avec une option de clivage à angles
- Fujikura CT-106+ pour les fibres hybrides manchonnées. Cette cliveuse de haute précision est adaptée aux fibres allant jusqu'à 1000 μm de diamètre, avec une option de clivage à angles.

La fibre dénudée⁴⁴ est ensuite placée en ligne droite au sein de l'appareil de clivage. Une tension mécanique est appliquée dans l'axe de la fibre puis une lame de diamant vient exercer une contrainte perpendiculaire à la surface de la fibre. La lame amorce une fracture s'étendant sur toute la section transverse de la fibre. Pour des clives de fibres commerciales, la valeur de tension mécanique est déjà prédéfinie (de l'ordre de 230 gf⁴⁵). Concernant les fibres hybrides manchonnées, la tension de clive est déterminée expérimentalement. Celle-ci doit être adéquate pour assurer une fracture instantanée sans être excessive, pouvant mener à une altération de la structure. Effectivement, une tension de clive trop élevée peut endommager la surface de la fibre (voir le **Figure III.22**). Une tension de clive trop faible mène à des angles à la surface transverse de la fibre altérant le processus de soudure. De la sorte, la propagation de la fracture constitue un élément critique, où les ponts entre air et silice peuvent se voir brisés. Un travail expérimental nous a permis de développer un processus de clivage répétable. Après chaque essai, l'état de surface ainsi que l'angle de clive sont vérifiés à l'aide d'un mode de visualisation de l'appareil de soudure (mode « *end-view* »). La tension de surface appliquée à la fibre hybride manchonnée de 400 μm de diamètre est expérimentalement fixée à 1200 gf. Ce résultat s'accorde avec la théorie [37], comme indiqué sur le **Figure III.23**.

⁴⁴ Avec l'utilisation des appareils de clive présentés, un dénudage de quelques centimètres est requis.

⁴⁵ Unité de force représentant la force due à la gravité subie par une masse de 1 g sur Terre, 1 gf = 9,8 mN.

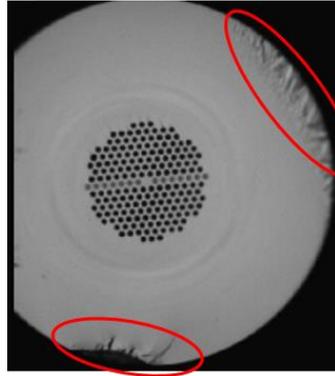


Figure III.22 : Vue de face d'un tronçon de fibre hybride manchonnée (mode « *end-view* » de l'appareil de soudure). Nous remarquons deux parties de la fibre détériorées du fait d'une tension de clive appliquée non adéquate.

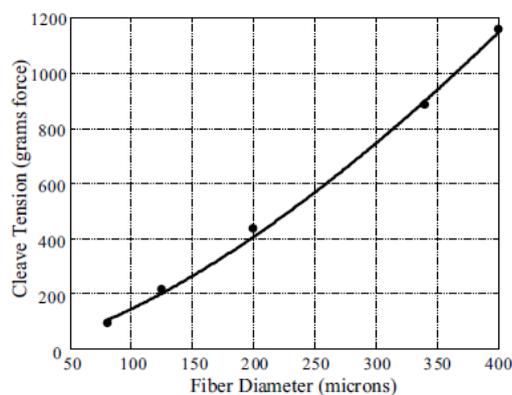


Figure III.23 : Tension de clive optimale selon le diamètre de fibre pour des fibres en silice. Les résultats expérimentaux (points noirs) sont en accord avec la prédiction théorique (ligne noire). Le graphe est issu de la référence [37].

La qualité de la soudure repose sur des clives « parfaites », *ie* dans le plan orthogonal à l'axe de la fibre. Toutefois, les clives à angle présentent aussi un intérêt pour notre configuration. Le clivage à angle (en sortie de fibre hybride) évite tout retour de faisceau pouvant être guidé contre-propagativement et causer de nombreux dommages. Pour contrer ces réflexions parasites⁴⁶, l'angle de clive est déterminé en fonction du diamètre de mode de la fibre. La **Figure III.24a** estime les pertes en réflexion à l'interface de la fibre en fonction de l'angle de clive [38]. Pour un diamètre de mode de 10 μm , un angle de clive supérieur à 5,5° suffit.

⁴⁶ Une fibre optique à cœur de silice produit une réflexion de Fresnel de l'ordre de 4% à son interface air/silice dans le cas d'une clive droite.

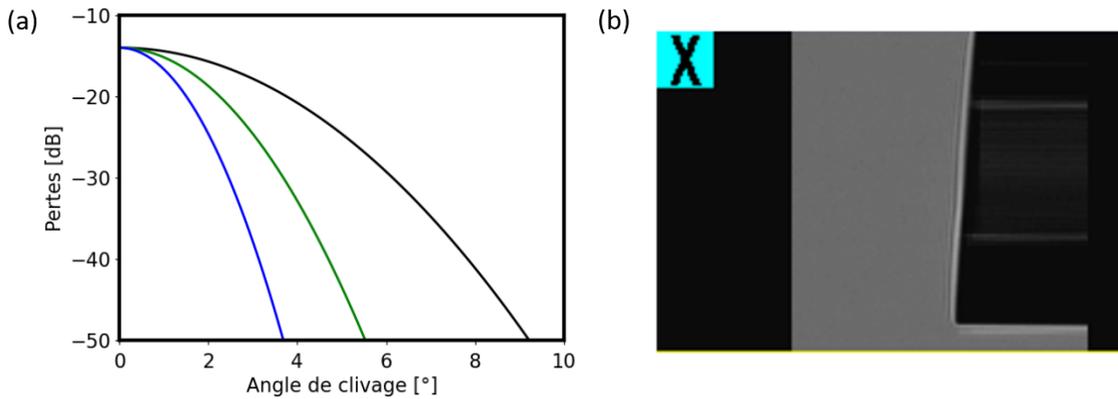


Figure III.24 : (a) Pertes en réflexion à l'interface de la fibre pour une longueur d'onde de 1053 nm avec différentes valeurs de *MFD* : 6 µm (noir), 10 µm (vert) et 15 µm (bleu).
 (b) Profil de clive d'un tronçon de fibre hybride manchonnée avec un angle de clive proche de 6°.

En pratique, une clive à angle repose sur la torsion du tronçon de fibre juste avant l'application de la tension mécanique. Ce paramètre est réglable manuellement, et il faut savoir que l'angle de clive finalement obtenu n'est pas strictement égal à l'angle appliqué initialement. Nous présentons sur la **Figure III.24b** un profil de fibre hybride manchonnée clivée à angle.

Une fois les fibres clivées, le dispositif FSM-100P+ (de marque Fujikura) est utilisé pour le processus de soudure. Cet outil technologique comprend divers programmes préétablis conduisant à des soudures de bonne qualité. Une configuration d'alignement actif (nommée *PAS* de l'anglais *profile alignment system*) met en œuvre l'alignement des fibres à l'aide d'une caméra et d'un bras motorisé. Basé sur la différence d'indices, ce programme est adapté aux fibres à maintien de polarisation standards, permettant un alignement des barreaux et ainsi la conservation du caractère *PM*. Pour les fibres hybrides, de géométrie plus complexe, la phase d'alignement est faite manuellement. Le mode « *end-view* » laisse la main à l'utilisateur où l'objectif est d'aligner la ligne d'inclusions de silice dopées Ge aux barreaux de contraintes de la fibre commerciale. Avec ce mode d'utilisation, différentes configurations d'injection (selon les axes lent ou rapide) peuvent être testées. Par-dessus tout, la propreté des faces des fibres est essentielle, nous effectuons ces manipulations dans un laboratoire de type salle blanche, préservant grandement de toutes sortes de poussières. Le cœur du procédé repose sur la soudure en elle-même. Cette étape est basée sur un transfert d'énergie sous forme d'arc électrique chauffant les faces des fibres à plus de 2000°C. Une multitude de paramètres entre en jeu : durée et puissance de l'arc électrique, position des électrodes (délivrant l'arc) par rapport aux faces des fibres, espacement entre les faces des fibres, etc. Un programme est déjà défini pour les fibres commerciales, rendant le processus de soudure simple. Un test de traction est finalement réalisé vérifiant la qualité de la soudure. Le programme informe aussi l'utilisateur de la possible formation d'une bulle et estime les pertes à la soudure. La pratique devient moins abordable pour les fibres microstructurées notamment à inclusions d'air. Nous mettons en place un banc de soudure⁴⁷, ajustant l'injection du faisceau au sein de la fibre hybride manchonnée et déterminant les pertes d'injection. Cette étape est primordiale, un mauvais alignement entre les cœurs et entre les directions des axes lent et rapide conduit à une perte de puissance et du maintien de polarisation. Un alignement correct

⁴⁷ Le banc est constitué d'une source laser accordable (DL 100 PRO DESIGN_17294 Toptica), d'un atténuateur fibré, de l'appareil de soudure (FSM-100P+ Fujikura), d'une caméra et d'un puissance mètre. Une base opto-mécanique de type Nanomax associée à une lentille asphérique participe à la collimation du faisceau en sortie de fibre hybride.

des barreaux de contraintes à la ligne d'inclusions de silice dopées Ge renvoie au profil modal⁴⁸, illustré sur la **Figure III.25a**. Les rebonds de part et d'autre de la forme hexagonale centrale (cœur injecté) correspondent à l'étalement du mode dans les plots de silice dopés Ge. Ce résultat est en accord avec le profil d'intensité simulé de la fibre hybride, comme vu sur la **Figure III.26**.

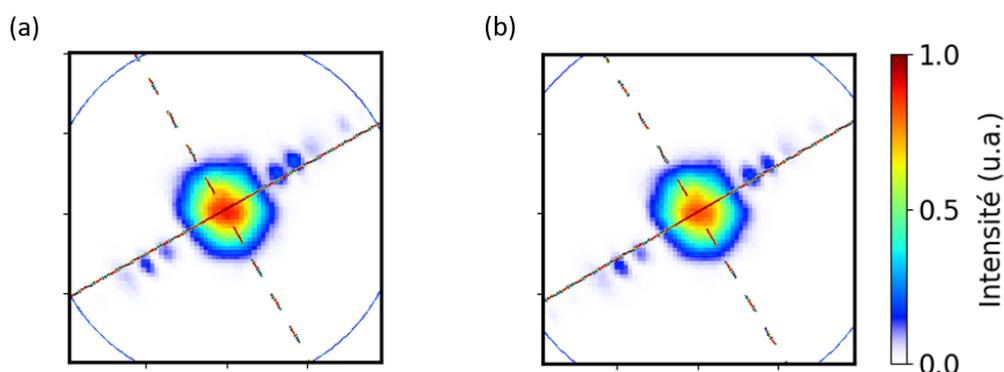


Figure III.25 : Profils spatiaux à la sortie d'un tronçon de fibre hybride manchonnée lors d'un alignement entre barreaux de contraintes et ligne d'inclusions de silice dopées Ge (a) avant soudure et (b) après soudure.

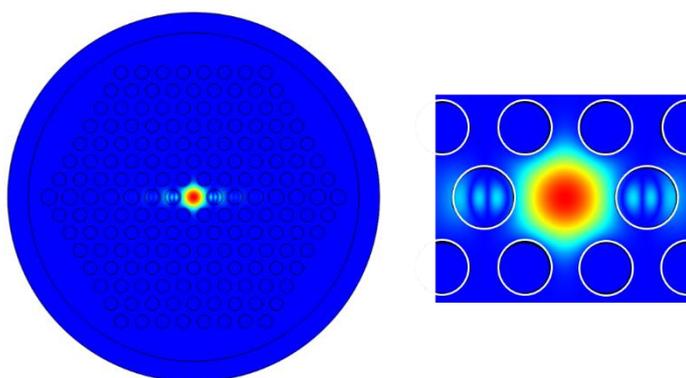


Figure III.26 : Profil simulé de l'intensité du mode fondamental d'un tronçon de fibre hybride avec un zoom sur le cœur de la fibre, entouré de plots de silice dopés Ge et de trous d'air symbolisés par les cercles blancs sur le profil zoomé.

De nombreux tests de soudure à partir du programme de base sont effectués. Nous modifions dans un premier temps la durée et la puissance de l'arc, essayant de se dispenser d'une déformation ou fusion des inclusions d'air. Ayant peu d'informations sur les durée et puissance de l'arc électrique optimales, la démarche expérimentale s'est basée sur de multiples itérations. Le positionnement des électrodes (décentrant le point de chauffe sur la fibre standard) est aussi étudié, sans résultat probant. Globalement l'augmentation de la durée de l'arc électrique influe sur la solidité de la soudure, amenant à la fermeture des trous d'air lors d'un temps de chauffe inadapté. Une obturation de telle sorte induit une fuite de l'onde dans la gaine et altère les propriétés globales de guidage. La meilleure configuration obtenue repose sur une puissance d'arc rehaussée de l'ordre de 25% (par rapport au programme de base) pour un temps de chauffage de 2700 ms. La soudure est qualifiée de correcte lors du maintien de l'allure spatiale avec des pertes d'injection inférieures au dB (voir la **Figure III.25b**). Finalement,

⁴⁸ Dépendant intrinsèquement de la structure de la fibre.

nous obtenons un processus de soudure d'une bonne reproductibilité, fortement dépendant du soin apporté par l'expérimentateur. La **Figure III.27** représente une soudure entre un tronçon de fibre commerciale à maintien de polarisation et un tronçon de fibre hybride manchonnée. Une différence notable de dimension complique fortement la manipulation de la soudure.

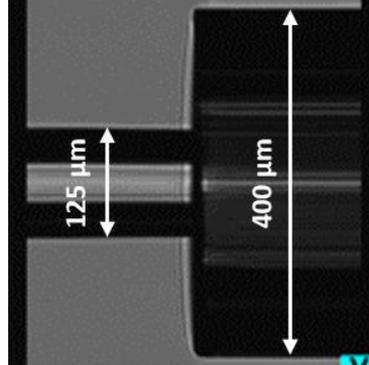


Figure III.27: Soudure entre un tronçon de fibre à maintien de polarisation de type PANDA (gauche) et un tronçon de fibre hybride manchonnée (droite).

2.4.4.2 Etudes numérique et expérimentale du tronçon de fibre pour l'amplification paramétrique

A partir du profil de dispersion simulé (voir la **Figure III.18**), il est possible d'obtenir le profil de gain paramétrique du tronçon de fibre étudié. La **Figure III.28** illustre le gain d'instabilité de modulation selon les deux axes de polarisation pour une puissance de pompe et une longueur de fibre données. Comme vu dans la **section 2.4.2 du chapitre 2**, des conditions d'amplification sont atteignables en zone de dispersion anormale mais aussi en zone de dispersion normale (avec la compensation des termes linéaires et non linéaires par le 4^{ème} ordre de la constante de propagation β_4). Dans les deux cas, des lobes de fluorescence de largeur convenable sont visualisés, une plus grande largeur est toutefois observée en zone anormale.

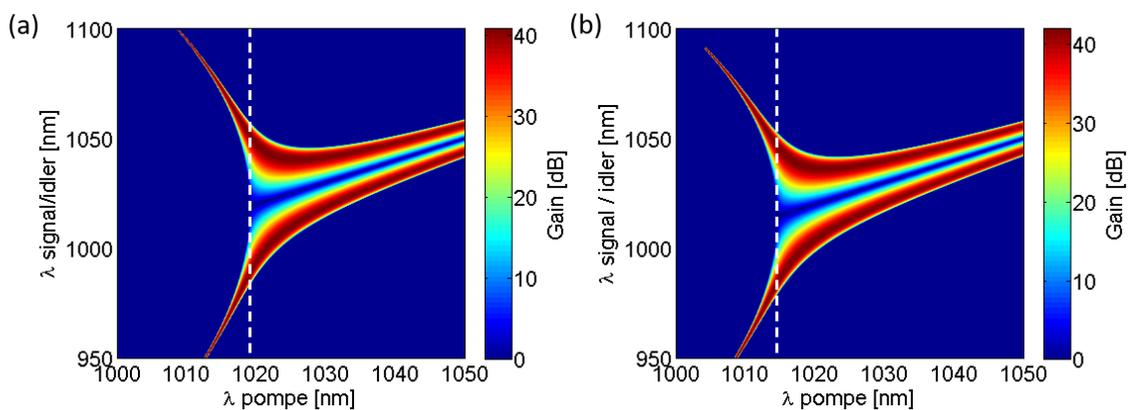


Figure III.28 : Simulation du profil de gain paramétrique selon la longueur d'onde de pompe pour une fibre de 5 m (a) selon l'axe lent et (b) selon l'axe rapide. Nous fixons une puissance de pompe $P_p = 1 \text{ kW}$ et un diamètre de mode de l'ordre de $10 \text{ }\mu\text{m}$. La ligne blanche en pointillés symbolise le zéro de dispersion, $ZDW = 1019 \text{ nm}$ pour une injection selon l'axe lent et $ZDW = 1015 \text{ nm}$ pour une injection selon l'axe rapide.

Se rappelant de la partie théorique concernant le mélange à quatre ondes (voir la **section 2.4.2 du chapitre 2**), l'écart entre le maximum du lobe de fluorescence et la longueur d'onde de pompe évolue tel que [39] :

$$\Delta\omega_{MAX} = \omega_{MAX} - \omega_p = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_p}{-\beta_2(\omega_p)}} \quad (III.6)$$

avec ω_{MAX} la pulsation pour laquelle le gain du lobe de fluorescence est maximisé, ω_p la pulsation de pompe, γ le coefficient non linéaire de la fibre, P_p la puissance crête de pompe et β_2 la dispersion de vitesse de groupe.

En zone de dispersion anormale pour une puissance de pompe fixée, plus la longueur d'onde de pompe est importante (soit qu'elle s'écarte du zéro de dispersion), plus l'écart spectral entre pompe et lobe de fluorescence diminue ($-\beta_2$ augmentant, comme illustré sur la **Figure III.18**). Toutefois, cette équation n'est vérifiée que pour certaines longueurs d'onde de pompe, situées dans une zone proche du zéro de dispersion de la fibre. La **Figure III.29a** reporte la position du maximum de fluorescence en fonction de la longueur d'onde de pompe (à partir de données issues de la **Figure III.28**). En zone anormale, la position du maximum de fluorescence (soit le pic du lobe) se rapproche de la longueur de pompe jusqu'à une valeur seuil où le phénomène inverse est observé (augmentation de l'écart spectral entre pompe et lobe de fluorescence). Nous soulignons l'existence d'une « zone aveugle de gain », phénomène observé lors des étapes de caractérisation de tronçons où un maximum de gain (par exemple ici en-dessous de 1040 nm selon l'axe lent) pouvait rester inatteignable même avec l'augmentation de la longueur d'onde de pompe. Nous reportons certains résultats expérimentaux au sein de l'**ANNEXE III-A** vérifiant ces propos. Dans le cas d'une puissance de pompe plus élevée, ces observations restent vérifiées comme illustré sur la **Figure III.29b**.

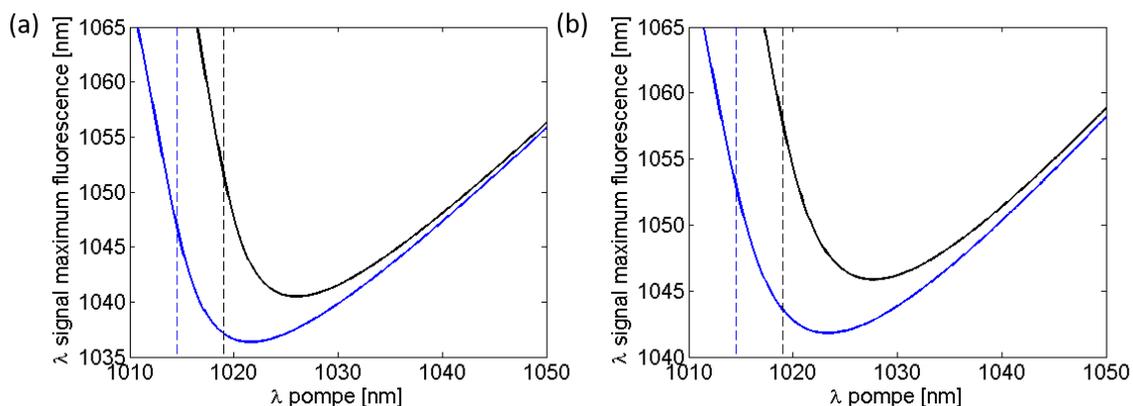


Figure III.29 : Position du maximum de fluorescence paramétrique en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour une injection selon l'axe lent (ligne noire) et selon l'axe rapide (ligne bleue). Les zéros de dispersion sont matérialisés par les lignes verticales en pointillés.

(a) Les données sont issues de la Figure III.28.

(b) La puissance de pompe est fixée à $P_p = 2 \text{ kW}$ par rapport à la Figure III.28.

D'autre part, en appliquant une variation de la structure géométrique de la fibre, largement possible lors du tirage entre les différents tronçons, le profil de dispersion est modifié engendrant une modification de la position des lobes de fluorescence. La **Figure III.30** illustre le gain paramétrique d'un tronçon de fibre hybride avec une modification de l'ordre du pourcent de la structure géométrique de la fibre hybride. Un maximum de gain paramétrique centré à 1053 nm est alors obtenu pour des longueurs de pompe différentes selon l'état de polarisation. Pour chaque axe de polarisation, plusieurs longueurs d'onde de pompe en zone anormale permettent d'obtenir une bande de gain centrée à 1053 nm. Dans le cas d'une injection selon l'axe lent, deux longueurs d'onde de pompe (1034 et 1042 nm) mènent à un gain centré à 1053 nm, comme vu sur la **Figure III.31a**. Il en est de même pour une injection selon l'axe rapide, avec des longueurs de pompe s'approchant de 1027 et 1044 nm. La **Figure III.31b** présente la largeur des lobes de fluorescence à -10 dB simulés pour différentes longueurs d'onde de pompe, selon l'état de polarisation. Nous remarquons qu'une longueur d'onde de pompe plus proche du zéro de dispersion conduit à des lobes de fluorescence plus larges. Par exemple, avec une polarisation selon l'axe lent, la largeur des lobes de fluorescence est proche de 12 nm à -10 dB pour une longueur d'onde de pompe fixée à 1034 nm. Cette largeur diminue de moitié pour une longueur d'onde de pompe de 1042 nm. Un comportement similaire est observé selon l'axe rapide. Pour la suite des expérimentations, l'idée serait alors de se placer en zone anormale au plus proche du zéro de dispersion de la fibre en matière de longueur d'onde de pompe. Cependant, nous ne connaissons pas précisément les valeurs de zéro de dispersion des tronçons considérés. L'obtention d'un lobe de largeur suffisante centré en 1053 nm (basé sur un balayage en longueur d'onde de pompe) reste l'objectif premier.

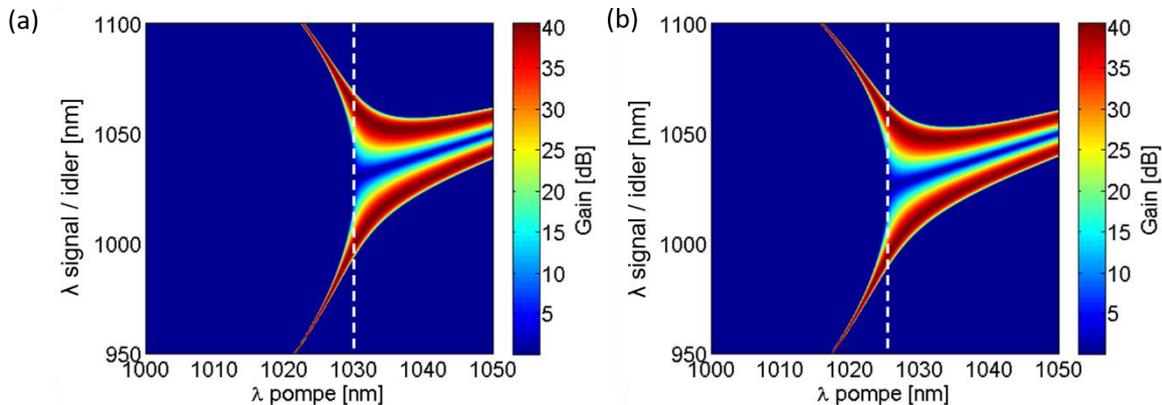


Figure III.30 : Simulation du profil de gain paramétrique selon la longueur d'onde de pompe pour une fibre de 5 m avec une variation de 1% de la géométrie de la fibre (a) selon l'axe lent et (b) selon l'axe rapide. Nous fixons une puissance de pompe $P_p = 1 \text{ kW}$ et un diamètre de mode de l'ordre de $10 \mu\text{m}$. La ligne blanche en pointillés symbolise le zéro de dispersion, $ZDW = 1030 \text{ nm}$ pour une injection selon l'axe lent et $ZDW = 1026 \text{ nm}$ pour une injection selon l'axe rapide.

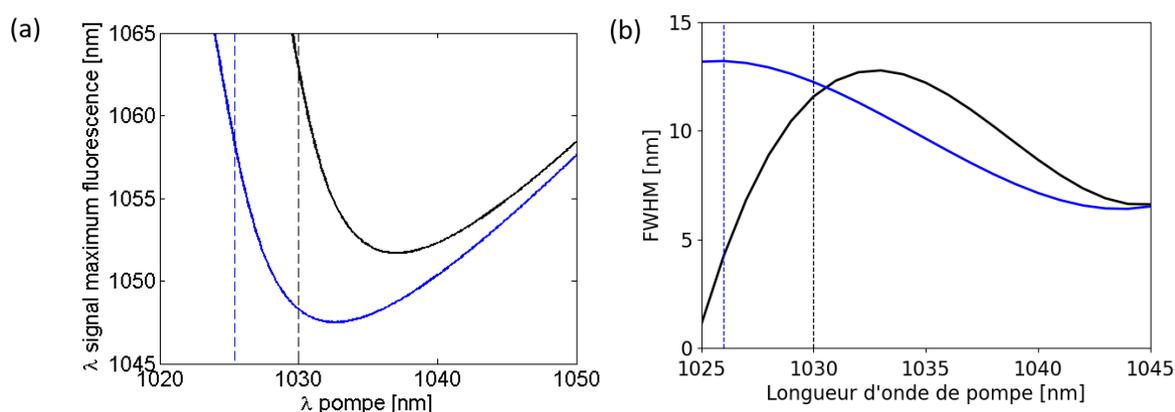


Figure III.31 : (a) Position du maximum de fluorescence paramétrique et (b) largeur des lobes de fluorescence à -10 dB en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour une injection selon l'axe lent (ligne noire) et selon l'axe rapide (ligne bleue). Les données sont issues de la Figure III.30. Les lignes en pointillées représentent le zéro de dispersion selon chaque axe de polarisation.

Les étapes de préparation étant réalisées, nous injectons le faisceau de pompe (système décrit dans la **section 3.2**) au sein de la fibre hybride manchonnée, système finalement tout fibré. La démarche expérimentale repose sur l'accordabilité de la longueur d'onde de pompe. Nous ajustons ce paramètre jusqu'à l'apparition des lobes de fluorescence autour de 1053 nm. Le tronçon de fibre est positionné minutieusement sur une plaque avec un rayon de courbure de 15 cm, en minimisant toute contrainte extérieure. Ces précautions sont conservées tout au long du travail expérimental au contact de tronçons de fibre hybride. Le faisceau en sortie de fibre est collimaté, à l'aide d'une lentille asphérique associée à une base opto-mécanique Nanomax, et réinjecté au sein d'une fibre commerciale standard. Le profil spectral est caractérisé par un analyseur de spectre optique (*OSA* de l'anglais *optical spectrum analyzer*) de référence Yokogawa AQ6370B⁴⁹. Cet appareil mesure la distribution de puissance (ou densité spectrale de puissance DSP) en fonction d'un échantillon de longueurs d'onde. Les propriétés du faisceau analysé se doivent d'être stables durant le temps de mesure. Les résultats expérimentaux d'injection du faisceau de pompe à travers le tronçon de fibre considéré (5 m) sont présentés, selon l'axe lent (voir la **Figure III.32**) et l'axe rapide de polarisation (voir la **Figure III.33**). Ces expérimentations dépendent de deux types de soudure ou plutôt deux types d'alignement avant la fusion entre les fibres. Injecter l'axe lent de polarisation revient à aligner parallèlement les barreaux de contraintes de la fibre commerciale à la ligne d'inclusions de silice dopées Ge de la fibre hybride. Une rotation de 90° des barreaux de contraintes permet d'injecter l'axe rapide. Cette étape d'alignement est cruciale, en veillant à un alignement correct toute distribution de la polarisation selon les deux axes est minimisée. En comparaison avec les résultats numériques obtenus sur la **Figure III.31**, un faible décalage (2 nm selon l'axe rapide et 5 nm selon l'axe lent) est observé concernant la longueur d'onde de pompe menant à un lobe centré à 1053 nm. Des pics de taille modérée apparaissent de part et d'autre de la longueur d'onde de pompe. Il est difficile de déterminer leurs origines, cependant nous pouvons supposément assimiler cela aux phénomènes de couplage de polarisation (*XPMI*) amené par des résidus de faisceau se propageant selon l'autre axe de polarisation. Toutefois, des essais d'injection à 45° des axes de polarisation ou de filtrage d'un des deux axes en sortie de fibre hybride n'ont pas permis de le vérifier. En ce qui concerne l'amplification du signal (décrite dans la **section 3.3**), nous fixons les longueurs d'onde de pompe à 1029 nm et 1025 nm

⁴⁹ Cet appareil est spécifié pour une gamme de longueurs d'onde entre 600 et 1700 nm avec une dynamique de l'ordre de 80 dB.

pour les axes de polarisation lent et rapide, conditions optimales pour l'amplification du signal centré à 1053 nm.

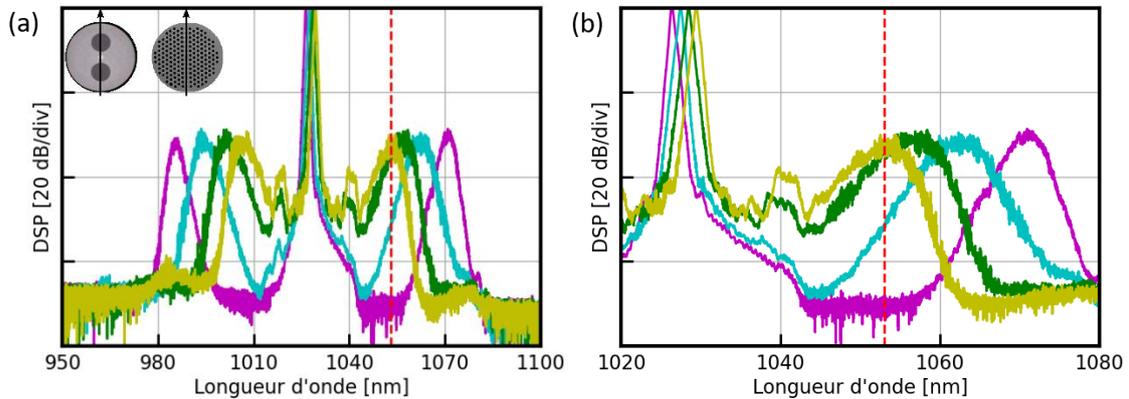


Figure III.32 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride considéré sur une gamme de 150 nm (a) et avec une vision plus rapprochée (b). Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe lent de la fibre. Les longueurs d'onde de pompe sont $\lambda_p = 1026 \text{ nm}$ (ligne magenta), $\lambda_p = 1027 \text{ nm}$ (ligne cyan), $\lambda_p = 1028 \text{ nm}$ (ligne verte) et $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$ (ligne jaune). La puissance de pompe est fixée telle que $P_p = 1 \text{ kW}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm.

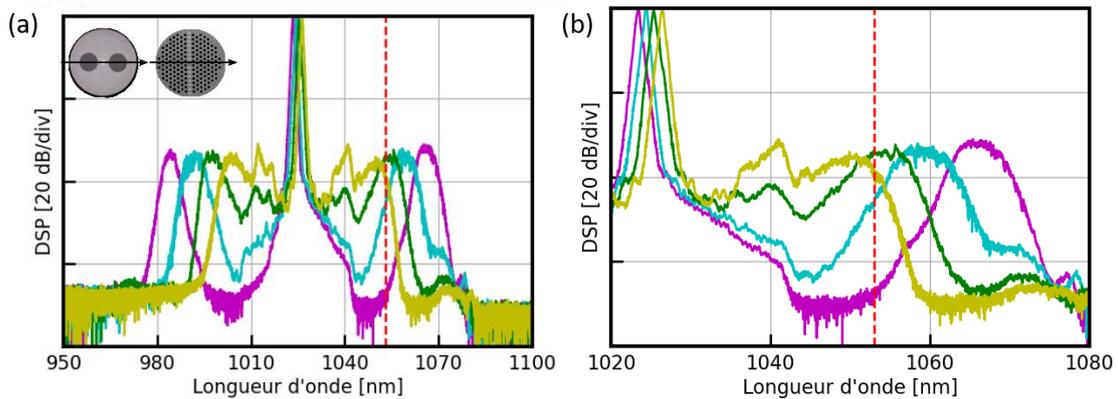


Figure III.33 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride considéré sur une gamme de 150 nm (a) et avec une vision plus rapprochée (b). Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe rapide de la fibre. Les longueurs d'onde de pompe sont $\lambda_p = 1023 \text{ nm}$ (ligne magenta), $\lambda_p = 1024 \text{ nm}$ (ligne cyan), $\lambda_p = 1025 \text{ nm}$ (ligne verte) et $\lambda_p = 1026 \text{ nm}$ (ligne jaune). La puissance de pompe est fixée telle que $P_p = 1 \text{ kW}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm.

En se basant sur l'équation III. 6, la puissance de pompe influe sur l'écart spectral entre pompe et lobe de fluorescence, pour une longueur d'onde de pompe fixée proche de la longueur d'onde de dispersion nulle. A partir des résultats expérimentaux, le zéro de dispersion « moyen » du tronçon de fibre considéré peut être calculé (voir l'ANNEXE III-B). Une étude supplémentaire est menée sur la variation de ce paramètre, présentée sur la Figure III.34 et la Figure III.35. La théorie s'accorde aux résultats expérimentaux, où une puissance de pompe plus élevée mène à un écart $\Delta\omega_{MAX}$ augmenté. Aux longueurs d'onde définies, le pic du lobe de fluorescence se décale sur la droite, restant tout de même exploitable pour l'amplification du signal. Des conditions d'expérimentation en modifiant la

longueur d'onde de pompe de l'ordre de 0,5 nm sont conduites. A plus basse longueur d'onde, le maximum du lobe est de fait mieux centré à 1053 nm, néanmoins à l'approche d'une puissance de pompe de 1 kW les longueurs d'onde définies en premier lieu sont plus convaincantes. Une puissance de pompe de l'ordre de 1 kW nous paraît pleinement satisfaisante pour mener à bien l'amplification du signal. De larges lobes sont obtenus avec ce réglage tout en minimisant l'apparition de l'effet Raman. Aux longueurs d'onde de pompe utilisées, le maximum de gain Raman est observable autour de 1070 nm (voir la **Figure III.35**) et 1075 nm (voir la **Figure III.34**). Bien qu'il puisse participer à un gain d'amplification supérieur lors du mélange à quatre ondes (causant une dissymétrie entre lobes *idler* et signal), cet effet peut devenir néfaste en abaissant la puissance utile de pompe pour l'amplification paramétrique. En adaptant le seuil de dommage à notre application [21], des impulsions de plusieurs dizaines de microjoules ne doivent pas être dépassées. Dans nos conditions d'expérience, nous nous plaçons autour des ordres de grandeur compromettants, une minimisation de la puissance de pompe est donc opportune.

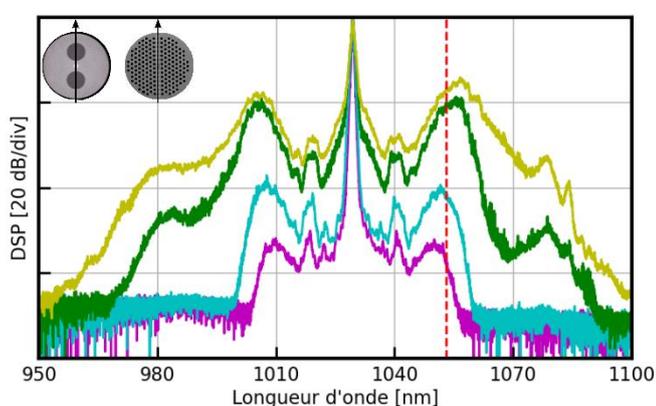


Figure III.34 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride considéré. Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe lent de la fibre. Les puissances de pompe sont $P_p = 0,7 \text{ kW}$ (ligne magenta), $P_p = 0,9 \text{ kW}$ (ligne cyan), $P_p = 1,2 \text{ kW}$ (ligne verte) et $P_p = 1,3 \text{ kW}$ (ligne jaune). La longueur d'onde de pompe est fixée telle que $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm.

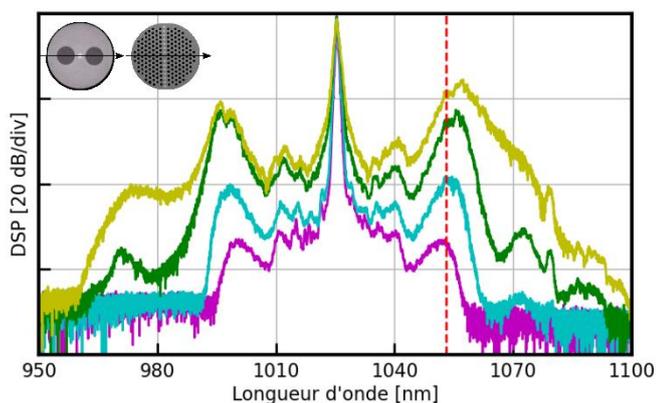


Figure III.35 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride considéré. Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe rapide de la fibre. Les puissances de pompe sont $P_p = 0,8 \text{ kW}$ (ligne magenta), $P_p = 0,9 \text{ kW}$ (ligne cyan), $P_p = 1,1 \text{ kW}$ (ligne verte) et $P_p = 1,3 \text{ kW}$ (ligne jaune). La longueur d'onde de pompe est fixée telle que $\lambda_p = 1025 \text{ nm}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm.

2.4.4.3 Caractérisation du maintien de polarisation de la fibre

Un des points capitaux du cahier des charges sur le développement d'une fibre non linéaire adaptée à notre besoin concerne le maintien de polarisation. Ce caractère nécessite une biréfringence suffisante, évitant l'altération de l'état de polarisation par l'ajout de contraintes extérieures ou l'utilisation d'une longueur de fibre importante. Nous caractérisons le maintien de polarisation du tronçon nominal de fibre hybride manchonnée à l'aide d'une mesure du taux de transfert énergétique d'un axe de polarisation à l'autre. L'expérience est basée sur le banc de mesure schématisé sur la **Figure III.36**. Nous disposons d'une source laser continue accordable (fixée expérimentalement à 1053 nm, de référence DL 100 PRO DESIGN_17294 Toptica) polarisée linéairement⁵⁰. Un atténuateur fibré accorde la puissance injectée dans le tronçon de fibre hybride. Une soudure entre les fibres concernées figerait l'injection des axes de la fibre hybride, et un alignement non optimal entre les barreaux de contraintes et la ligne d'inclusions de Ge pourrait mener à une polarisation circulaire ou elliptique, même dans le cas d'une fibre à maintien de polarisation idéale. De fait, l'utilisation de la lame demi-onde et du cube polariseur serait infructueuse. Par conséquent, la méthode de mesure consiste à pivoter la fibre commerciale *PM* par rapport à l'entrée de la fibre hybride, explorant tous les axes d'injection possibles. Le couple lame demi-onde/cube polariseur détermine les maximum et minimum de puissance transmise, menant au taux de linéarité. Ceci est possible en fixant au préalable deux angles de fonctionnement de la lame demi-onde (la sortie de la fibre hybride étant fixe), s'accordant aux axes propres du polariseur. La rotation de la fibre commerciale, bien plus maniable que la fibre hybride, est activée par les moteurs de la soudeuse. Cette manipulation est possible à l'aide du mode de fonctionnement « *end-view* », laissant la main à l'expérimentateur. Nous n'aboutissons pas à une soudure pour chaque angle de rotation⁵¹, la mesure est réalisée avec un écart de 5 μm entre les faces des fibres (longueur considérée trop faible pour devenir limitante). Pour chaque mesure, une vérification de l'injection correcte du cœur de la fibre est mise en œuvre à l'aide d'une caméra (une mesure de puissance n'étant pas suffisamment discriminante, l'onde pouvant être guidée dans les inclusions de Ge).

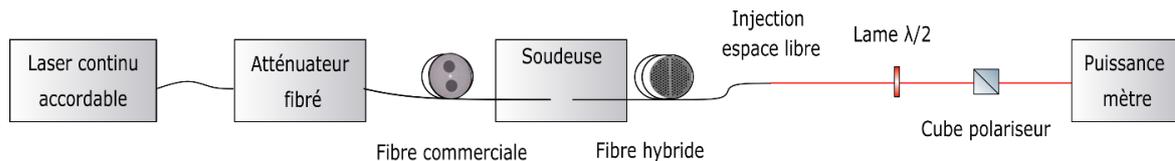


Figure III.36 : Dispositif expérimental pour la caractérisation du maintien de polarisation de la fibre hybride manchonnée. La fibre commerciale est une fibre standard à maintien de polarisation de *MFD* de 10 μm . L'injection espace libre est réalisée à l'aide d'une structure opto-mécanique de type Nanomax associée à une lentille asphérique.

Le travail de caractérisation (taux de linéarité, pertes par courbure, contenu modal) pouvant endommager le tronçon nominal, nous décidons d'utiliser un tronçon différent⁵² au tronçon retenu

⁵⁰ Couplée à un polariseur fibré, la source permet d'injecter la fibre considérée avec un faisceau ayant un taux de linéarité supérieur à 25 dB (valeur mesurée expérimentalement).

⁵¹ Cela menant à de trop grandes pertes de longueur de fibre, nécessitant de recouper la fibre pour chaque angle.

⁵² Parmi les tronçons disponibles, nous étudions un tronçon des plus équivalents notamment au niveau du zéro de dispersion.

pour l'amplification paramétrique. Le tronçon utilisé est d'une longueur de 16 m, agencé sur une plaque avec un rayon de courbure de l'ordre de 15 cm. L'évolution du taux de linéarité en fonction de l'angle de rotation entre les deux fibres est présentée sur la **Figure III.37a**. La puissance transmise, reportée sur la **Figure III.37b**, est mesurée pour des angles de rotation distancés de 5°. Deux maxima de puissance transmise obtenus à 90° d'intervalle soulignent l'existence de deux axes de maintien de polarisation. Avec des valeurs de taux de linéarité proches de 20 dB, nous pouvons qualifier le maintien de polarisation comme satisfaisant. Nous précisons la valeur de rotation de 0° comme l'agencement initial des deux faces de la fibre, et dans ce cas précis cet angle ne correspond pas à un alignement parallèle des barreaux de contraintes avec la ligne d'inclusions de silice dopées Ge (comme vu sur la **Figure III.38**). Ce paramètre de départ dépend des conditions expérimentales de placement de la fibre hybride au sein du « holder⁵³ » de la soudeuse. Il est important de préciser la sensibilité de ce type de mesure, une légère variation de puissance modifiant drastiquement la valeur du taux de linéarité. Un système de filtrage spatial des rebonds (assimilés à l'étalement du mode dans les plots de silice dopés Ge observables sur la **Figure III.25**) est mis en place afin d'obtenir de telles valeurs. Ce système est basé sur un afocal accompagné d'un diaphragme, placé en amont de la lame demi-onde. Effectivement, un taux de linéarité plus faible (autour de 15 dB) est remarqué lors de la conservation des plots illuminés.

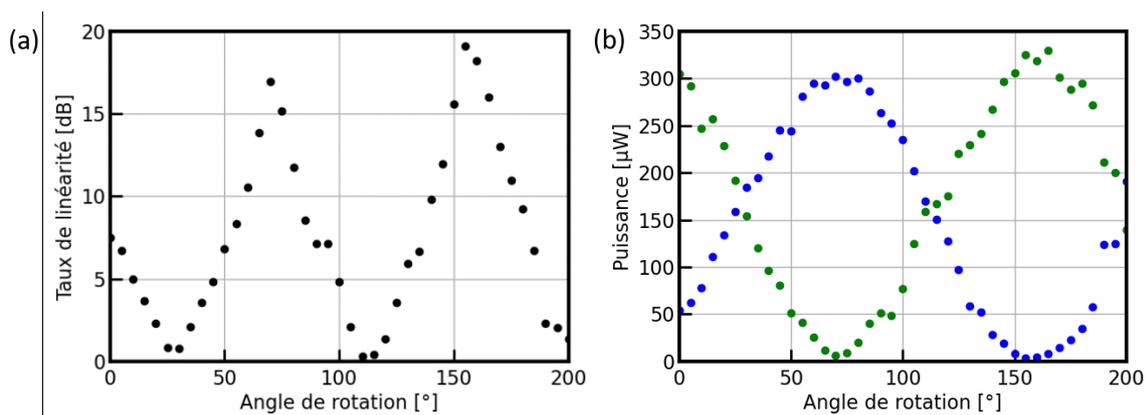


Figure III.37 : (a) Evolution du taux de linéarité en fonction de l'angle de rotation de la fibre commerciale à maintien de polarisation par rapport à la fibre hybride manchonnée fixe. Le taux de linéarité est calculé comme le rapport des puissances maximales et minimales transmises, présentées en (b) où les points bleus et verts correspondent à un écart de 45° de l'angle de rotation de la lame demi-onde.

⁵³ Ce composant est un support de fibre amovible, utilisé lors du clivage puis lors de la soudure.

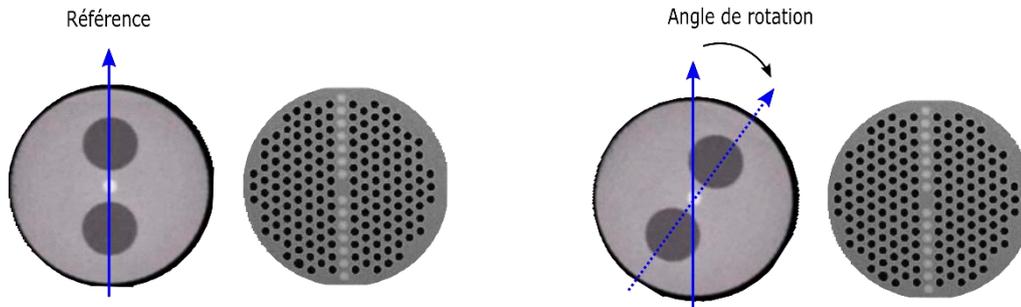


Figure III.38 : Illustration du principe de mesure du taux de linéarité de la fibre hybride manchonnée. Différents angles de rotation sont appliqués à la fibre commerciale (à gauche sur la 1^{ère} illustration), la fibre hybride (à droite sur la 1^{ère} illustration) restant fixe.

2.4.4.4 Caractérisation des pertes et du contenu modal de la fibre

Les critères du cahier des charges pleinement respectés, nous caractérisons le même tronçon de fibre hybride (utilisé pour la mesure de taux de linéarité) en matière de pertes. Les pertes intrinsèques⁵⁴ sont estimées à l'aide d'une méthode de coupures successives dite de « *cut-back* ». Une source laser est injectée dans le cœur de la fibre, et la puissance transmise est mesurée en sortie de tronçon. Le processus est répété après la coupe d'une certaine longueur de fibre. Comme tout processus reproduit, les conditions (injection, puissance de la source) sont supposées inchangées. La mesure est faite au laboratoire PhLAM, et indique des pertes linéiques de l'ordre de $0,35 \text{ dB} \cdot \text{m}^{-1}$ dans la gamme de longueur d'onde considérée (990-1090 nm).

Le tronçon de fibre nominal étant voué à intégrer un système compact et transportable, nous l'enroulons sur lui-même au sein d'une plaque métallique avec un certain rayon. Nous caractérisons les pertes par courbure en positionnant la fibre selon plusieurs rayons de courbure et mesurons la variation de puissance transmise. Le montage expérimental est décrit sur la **Figure III.39**, nous utilisons la même configuration d'injection que pour la mesure de taux de linéarité. A noter, la fibre commerciale est soudée au tronçon de fibre hybride. Les résultats reportés sur la **Figure III.40** caractérisent les extra-pertes induites par courbure $\alpha_{courbure}$ du tronçon de fibre exprimée en $\text{dB} \cdot \text{m}^{-1}$ à l'aide de la formule suivante :

$$\alpha_{courbure} = \frac{10 \log_{10} \left(\frac{P_i}{P_{ref}} \right)}{2\pi r_i * \text{nombre de tours}} \quad (\text{III.7})$$

avec P_{ref} la puissance de référence prise pour la fibre de 1 m positionnée en ligne droite. P_i représente la puissance mesurée pour chaque rayon de courbure r_i appliqué. Compte tenu de la rigidité de la fibre hybride, nous travaillons avec un tronçon de 1 m de longueur de manière à n'avoir qu'un seul tour de fibre optique à accommoder. Comme dans le cas d'autres types de fibres, nous observons l'existence d'un rayon critique en deçà duquel les pertes induites par la courbure (couplage

⁵⁴ Ces pertes (données en $\text{dB} \cdot \text{m}^{-1}$) sont les pertes minimales de la fibre, c'est-à-dire sans tenir compte des pertes par courbure, par pincement, etc. Elles sont liées à la fabrication de la fibre et notamment aux matériaux utilisés, et supposées uniformément réparties.

vers les modes de gaine) [32] augmentent exponentiellement rendant l'utilisation de la fibre peu réaliste.

En s'assurant de la conservation de l'injection correcte du cœur de la fibre avec une caméra dans chaque configuration, nous constatons un rayon critique de courbure de l'ordre de 3 cm. Cette valeur est largement acceptable, dans la suite des expérimentations le tronçon est enroulé avec un rayon proche de 15 cm.

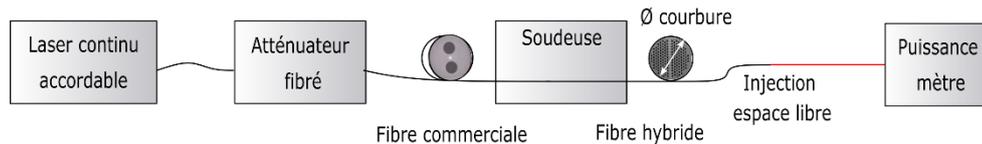


Figure III.39 : Dispositif expérimental pour la mesure des pertes par courbure du tronçon considéré. Le tronçon de fibre hybride manchonnée est installé sur une plaque métallique et son rayon de courbure est défini à l'aide de bandes adhésives.

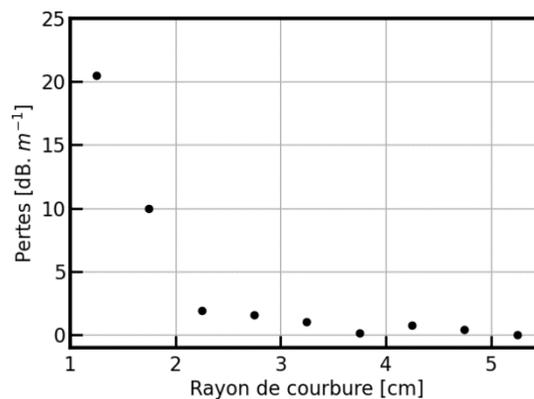


Figure III.40 : Pertes par courbure selon divers rayons de courbure du tronçon considéré (1 m) pour une longueur d'onde fixée à 1053 nm.

La caractérisation modale de la fibre est effectuée à l'aide de la méthode du S² (de l'anglais *spatially and spectrally*) [40,41]. Cette technique permet de quantifier le poids respectif de chaque mode de la fibre. Nous utilisons le même banc de mesure mis en place jusqu'à présent en remplaçant le puissance mètre par une caméra. Une injection correcte du cœur de la fibre hybride manchonnée et un diamètre de courbure de 30 cm mènent à la vérification d'un comportement monomode sur le tronçon de 16 m. Le résultat est présenté sur la **Figure III.41**, assurant la présence d'aucun mode d'ordre supérieur.

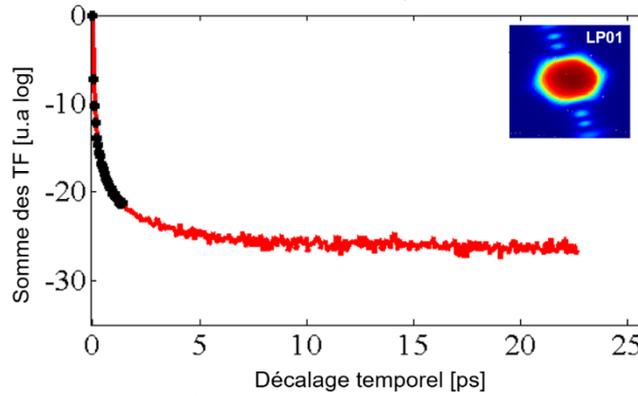


Figure III.41 : Mesure de S^2 sur le tronçon de fibre considéré (16 m) avec un rayon de courbure de l'ordre de 15 cm. L'insert (en haut à droite) présente le profil de mode reconstruit.

2.4.4.5 Conclusion sur le tronçon nominal pour l'amplification paramétrique

En parallèle de ces travaux de caractérisation, nous faisons appel à la plateforme technologique Alphanov en vue de consolider la soudure entre les deux fibres de diamètres foncièrement différents. Bien que le processus de soudure soit reproductible, de grandes complications apparaissent lors de la manipulation de la soudure. Après plusieurs échanges et essais sur divers tronçons, nous optons pour une soudure packagée au sein d'un « *V-groove* »⁵⁵ et protégée par un polymère. L'injection du faisceau est figée au niveau de la soudure, la ligne d'inclusions de silice dopées Ge étant alignée parallèlement avec les barreaux de contraintes. Néanmoins l'amplification du signal pourra avoir lieu selon les deux axes de polarisation, rendue possible par une soudure spécifique⁵⁶ en amont. Une fois la soudure figée, une caractérisation du tronçon de fibre nominal est menée. En négligeant les pertes par courbure, les pertes d'injection $\alpha_{injection}$ peuvent être déterminées quantitativement, telles que :

$$\alpha_{injection} = \alpha_{totales} - \alpha_{linéiques} * L \quad (III.8)$$

où l'on considère les pertes totales $\alpha_{totales}$ du tronçon de fibre hybride manchonnée comme la différence de puissance transmise entre la sortie de la fibre commerciale avant soudure et la sortie du tronçon de fibre hybride après soudure. L caractérise la longueur de fibre, ici égale à 5 m.

Les pertes d'injection se situent en-dessous du dB pour le tronçon considéré, plus exactement $\alpha_{injection} = 0,55 \text{ dB}$. Ce résultat est largement acceptable pour notre application, n'engendrant aucune limitation pour l'amplification du signal. A titre comparatif, les pertes d'injection au niveau de la « connectivisation » des jarretières de fibres commerciales, utilisées au laboratoire, sont dites inférieures à 0,5 dB. Le taux de linéarité est aussi quantifié, nous retenons une valeur maximale de 19 dB affirmant le caractère *PM* de la fibre hybride manchonnée soudée.

En conclusion, le tronçon de fibre hybride manchonnée à zéro de dispersion abaissé répond aux multiples exigences du cahier des charges. Le tronçon considéré est effectivement favorable à

⁵⁵ Fait appel à un composant métallique rainuré.

⁵⁶ Pour ce faire, un nouveau tronçon de fibre commerciale est soudé au tronçon déjà présent de fibre commerciale avec une rotation de 90° entre les deux paires de barreaux de contraintes.

l'obtention de lobes de fluorescence correctement positionnés et de largeur satisfaisante pour l'amplification du faisceau signal centré à 1053 nm. Les étapes de caractérisation soulignent l'existence de deux axes propres de polarisation, avec chacun un taux de linéarité de l'ordre de 20 dB. Une telle valeur assure la conservation d'une polarisation linéaire en condition expérimentale. Enfin, malgré le caractère original du tronçon de fibre, les conditions d'utilisation restent standards avec des pertes comparables à celles des fibres disponibles commercialement. Une attention particulière est toutefois apportée lors la manipulation de la soudure, du fait de la fragilité et du caractère unique de celle-ci.

3 Conception et mise en œuvre d'un étage d'amplification paramétrique optique fibrée d'impulsions à dérive de fréquence (FOPCPA)

Après un travail de caractérisation concernant le tronçon de fibre hybride à microstructures d'air manchonnée, l'étape d'amplification paramétrique du signal issu de la source fibrée suit. Nous rappelons l'architecture de la source fibrée FOPCPA sur la **Figure III.42**. Dans le détail, plusieurs sous-systèmes se distinguent dont :

- La génération et l'étirement du signal
- La pompe nanoseconde
- L'étage d'amplification paramétrique optique.

L'objectif premier reste d'amplifier le signal jusqu'à une énergie par impulsion dans la gamme du microjoule avec conservation de ses caractéristiques spectrales, temporelles et spatiales. Une description de chaque sous-ensemble est engagée, où la première nécessité s'est portée sur l'agencement physique d'un tel système. Chaque fonction optique est disposée en racks au sein d'une baie⁵⁷. La contrainte principale est de placer l'étage d'amplification paramétrique à hauteur de table optique afin de délivrer le faisceau au module pré-amplificateur (MPA) en minimisant les contraintes mécaniques.

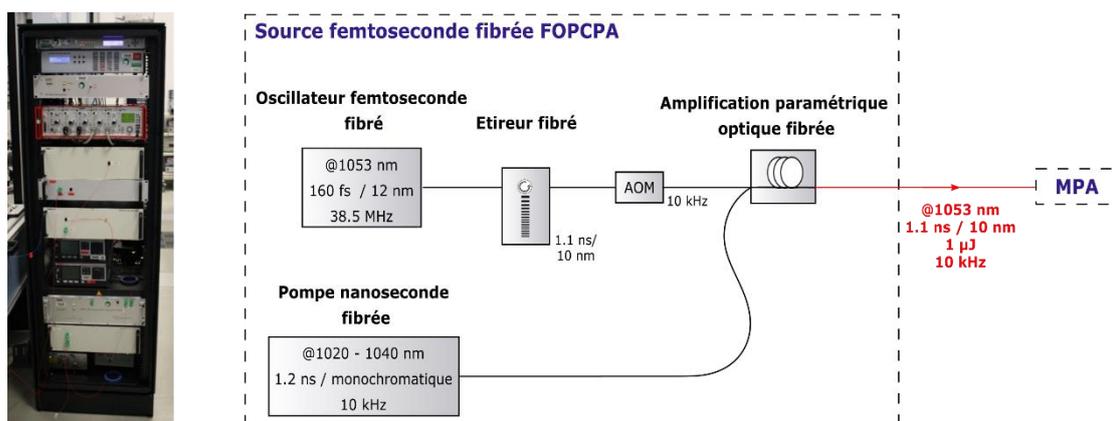


Figure III.42 : Photographie et architecture optique détaillée de la source femtoseconde fibrée FOPCPA. (AOM) pour l'anglais *acousto-optic modulator*.

⁵⁷ Assimilable à une baie de brassage informatique comme illustré sur la photographie de la **Figure III.42**.

La synchronisation du système est basée sur l'horloge générée par le train d'impulsions de l'oscillateur femtoseconde ainsi que sur un générateur de délais (précis de l'ordre de la dizaine de picosecondes), assurant le recouvrement temporel des impulsions signal et pompe au sein de l'étage d'amplification paramétrique fibré.

3.1 Génération et étirement du signal

Le signal est généré via un oscillateur femtoseconde à blocage de modes (système non standard de référence s-Pulse HE Amplitude Systèmes). L'oscillateur délivre un train d'impulsions préétirées de 4 ps (de durée FT de l'ordre de 160 fs) à 38,5 MHz. Le faisceau signal est centré à 1053 nm, avec une largeur spectrale de 12 nm. La puissance de sortie approche 25 mW, soit une énergie par impulsion de l'ordre du nanojoule. L'étireur est constitué de deux réseaux de Bragg à dérive de fréquence (ou *CFBG* de l'anglais *chirped fiber Bragg grating*, en provenance de Teraxion) associés à un circulateur optique 4 ports. D'après les spécifications de Teraxion⁵⁸, une dispersion proche de 120 ps/nm est apportée avec une bande de réflexion des réseaux à mi-hauteur de 10 nm. Après passage dans l'étireur, la durée d'impulsion est amenée à 1,1 ns avec une largeur spectrale réduite à 10 nm. Un modulateur acousto-optique ajuste la cadence en amont de l'amplification du signal, nous disposons d'un train d'impulsions de l'ordre de la centaine de picojoules à 10 kHz. La **Figure III.43** présente les caractéristiques spectrales et temporelles du faisceau signal en sortie de « *pulse-picking* ». Ici et dans la suite du document, un analyseur de spectre optique (de référence Yokogawa AQ6370B) est utilisé pour quantifier le spectre en sortie des différentes fonctions optiques. Les profils temporels sont obtenus à l'aide d'un ensemble photodiode-oscilloscope (de référence Lecroy Waverunner 8404) de bande passante de 4 GHz. Les prélèvements pour diagnostic sont réalisés à l'aide de jarretières de fibres monomodes commerciales. L'utilisation d'un atténuateur optique s'est avéré utile notamment pour adapter la puissance arrivant sur la photodiode.

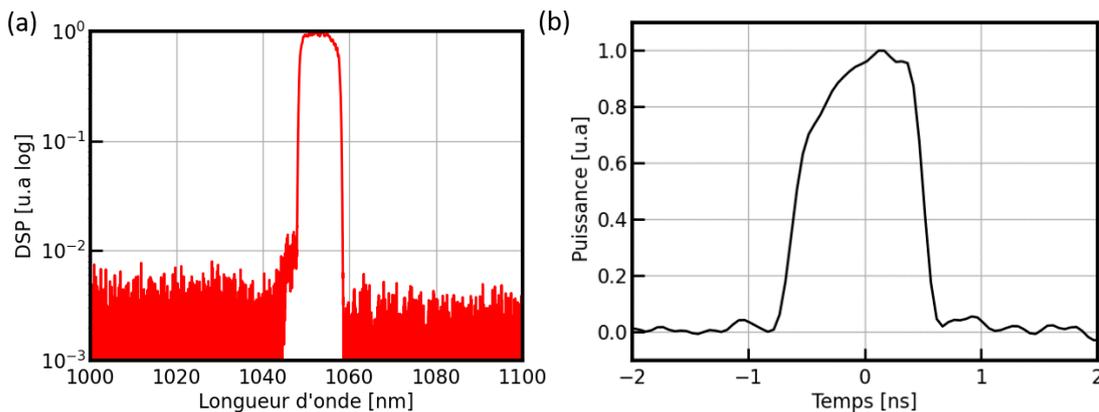


Figure III.43 : Caractéristiques du faisceau signal étiré en sortie du modulateur acousto-optique.

(a) Spectre optique centré à 1053 nm en échelle logarithmique.

(b) Impulsion de largeur à mi-hauteur de 1,1 ns.

⁵⁸ Chaque réseau de Bragg est spécifié avec une dispersion chromatique autour de $-60 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1}$.

3.2 Mise en œuvre de la pompe nanoseconde microjoule

Le système de pompe nanoseconde est composé entièrement de composants commerciaux fibrés (fibre monomode à maintien de polarisation de diamètre de mode de 6 ou 10 μm). La **Figure III.44** annonce la configuration générale du système de pompe, chaque sous-ensemble se référant à une ou plusieurs fonctions optiques.

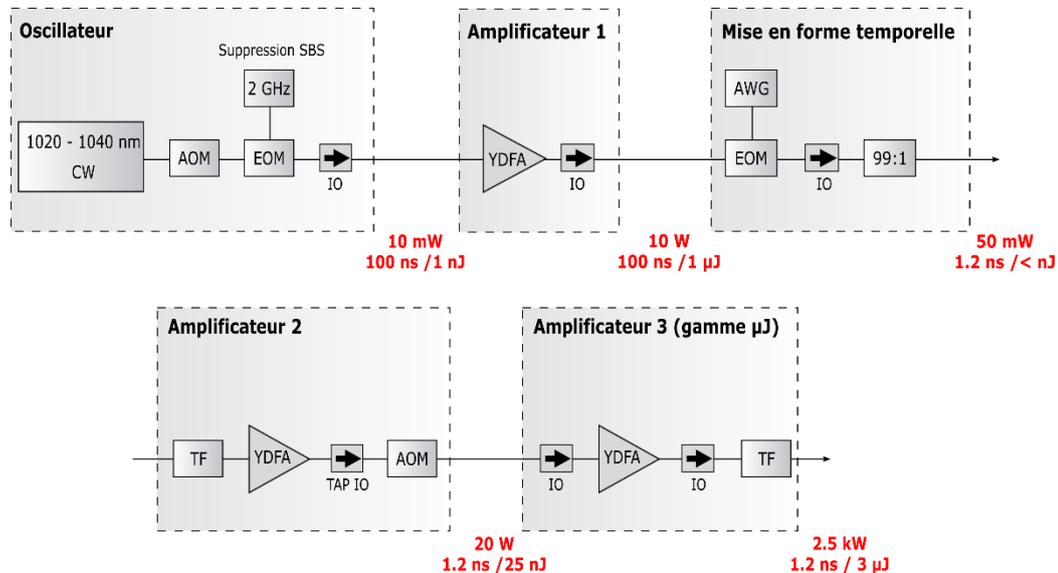


Figure III.44 : Architecture détaillée de la pompe nanoseconde développée en laboratoire. (AOM) pour l'anglais *acousto-optic modulator*. (EOM) pour l'anglais *electro-optic modulator*. (IO) pour isolateur optique. (YDFA) de l'anglais *ytterbium doped fiber amplifier*. (AWG) de l'anglais *arbitrary waveform generator*. (99 :1) désigne un coupleur dont la transmission sur les voies est respectivement de 99% et 1%. (TF) pour l'anglais *tunable filter*. (TAP IO) désigne un isolateur optique sous forme de coupleur 99:1.

3.2.1 Génération et première amplification de l'onde de pompe

Le faisceau pompe délivre un signal continu accordable de 1000 à 1080 nm (laser de référence DL 100 PRO DESIGN_17294 Toptica). Une limitation du fait de la bande de transmission de certains composants optiques utilisés dans le système de pompe réduit l'accordabilité entre 1020 et 1040 nm. La longueur d'onde de pompage est fixée expérimentalement à une valeur de 1030 nm de prime abord. A cette longueur d'onde, la puissance de sortie est de l'ordre de 70 mW. Après passage dans un modulateur acousto-optique, des impulsions carrées de 100 ns sont découpées à une fréquence de 10 kHz. La puissance moyenne abaissée, le gain des amplificateurs fibrés situés en aval se verra maximisé [42]. Le système de pompe reposant sur certains éléments identiques à ceux du pilote actuel du LMJ, les choix précis de durée d'impulsions ou de fréquence de répétition y sont liés. Le signal de pompe étant monochromatique, une limitation peut apparaître : la diffusion Brillouin stimulée. Afin d'éviter tout risque (propagation d'une onde rétrodiffusée potentiellement à l'origine de dommages optiques), nous optons pour l'élargissement spectral, repoussant la puissance seuil d'apparition. La technique utilisée consiste en une modulation de phase temporelle de l'onde de pompe. Le signal de modulation (onde RF) est appliqué via un modulateur de phase (ou EOM de l'anglais *electro-optic modulator*). Basé sur l'effet Pockels, ce type de système permet d'influer sur la phase du faisceau laser le traversant. La largeur de modulation de phase est directement liée à la tension appliquée. De

manière plus théorique, le champ électrique $E_{out}(t)$ obtenu en sortie de modulateur est relié au champ incident $E_{in}(t)$ par la relation :

$$E_{out}(t) = E_{in}(t)\exp(i\Delta\varphi(t)) \quad (III.9)$$

où $\Delta\varphi(t)$ représente le déphasage optique appliqué par le modulateur. En ce qui concerne une modulation sinusoïdale du signal à fréquence constante, la relation se transforme en :

$$E_{out}(t) = E_{in}(t)\exp(im\sin(2\pi f_m t)) \quad (III.10)$$

avec m la profondeur de modulation et f_m la fréquence de modulation.

D'après la référence [43], ce type de modulation rapporte un étalement du spectre sous forme d'un peigne de fréquences où la contribution de chaque raie dépend du paramètre m . Dans notre cas, une modulation de phase sinusoïdale à une fréquence de 2 GHz associée à une profondeur de modulation $m = 5 \text{ rad}$ est suffisante pour repousser le seuil Brillouin. La **Figure III.45** présente la mesure du spectre optique avant et après application de la modulation de phase. Celle-ci donne lieu à un spectre de largeur proche de 20 GHz, avec un nombre de raies identiques espacées de 2 GHz de part et d'autre de la fréquence centrale. Un spectromètre de Fabry-Pérot est utilisé, afin d'avoir une résolution suffisante⁵⁹.

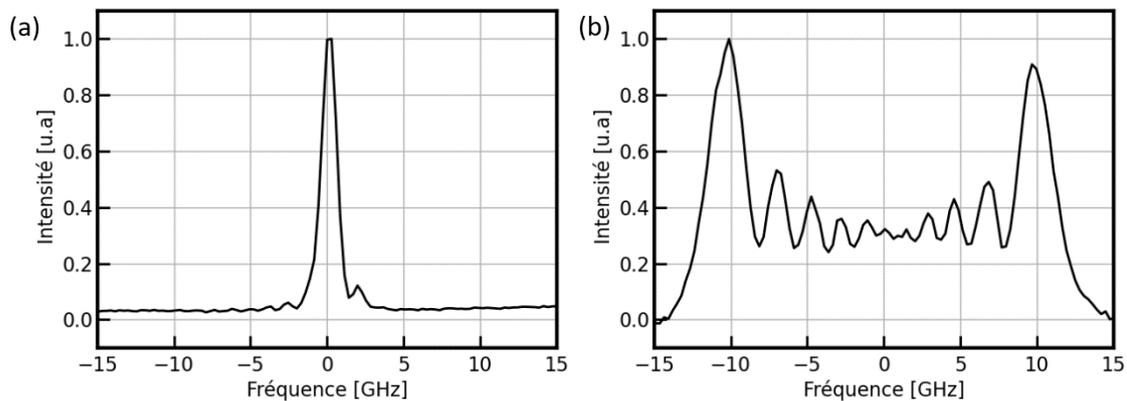


Figure III.45 : Spectres de raies du signal à 1030 nm (a) avant et (b) après application de la modulation de phase. Les paramètres de modulation sinusoïdale sont $f_m = 2 \text{ GHz}$ et $m = 5 \text{ rad}$.

Un isolateur optique protège le modulateur de phase d'éventuelles réflexions provenant des composants placés en aval. En sortie du sous-système oscillateur, les impulsions ont une durée de 100 ns, une énergie de l'ordre de 1 nJ et une puissance crête proche de 10 mW (comme énoncé sur la **Figure III.44**). A la suite des différentes mises en forme de l'onde de pompe, un premier étage d'amplification reposant sur les propriétés de l'ion Yb^{3+} est présent. Ce type d'amplificateur consiste

⁵⁹ Le spectre initial étant de l'ordre de la dizaine de MHz, il se situe dans la limite de résolution de l'appareil.

en un pompage continu par diode (à 976 nm), s'affranchissant de toute problématique de synchronisation. Le phénomène d'ASE⁶⁰ (de l'anglais *amplified spontaneous emission*) entre en jeu, et affecte fortement le dimensionnement de la pompe nanoseconde. Assimilable à un bruit de fluorescence centré à 1030 nm dans le cas d'un dopage ytterbium, cette émission stimulée intervient en continu sur toute la longueur de la fibre amplificatrice Ytterbium. Un moyen de remédiation repose sur un travail à forte saturation permettant d'extraire beaucoup d'énergie du milieu, laissant une part moindre pour le développement de l'ASE. L'architecture du système de pompe nanoseconde ne permettant pas un fonctionnement en régime de forte saturation (du moins en début de chaîne), une part d'ASE non négligeable est donc à prendre à compte. Plusieurs composants tels que des filtres spectraux et temporels sont utilisés, participant à la réduction de la contribution d'ASE. Finalement le premier étage d'amplification permet de délivrer des impulsions de l'ordre de 100 ns, d'environ 1 μ J et avec une puissance crête de l'ordre de la dizaine de W, preuve d'un gain de 30 dB (voir la **Figure III.44**). Néanmoins, ce régime de fonctionnement cause une distorsion temporelle de l'impulsion, le gain disponible n'étant pas constant toute la durée de l'impulsion. Comme visible sur la courbe verte de la **Figure III.46**, le front de l'impulsion est en effet plus amplifié que la queue, causant potentiellement dans notre application un rétrécissement spectral par le gain au sein de l'étage FOFA (l'impulsion signal, amplifiée par la pompe nanoseconde décrite ici, étant fortement étirée temporellement). Il est donc crucial de conserver un profil d'impulsion carré, pour ce faire une méthode de compensation nommée MFT (mise en forme temporelle) est utilisée.

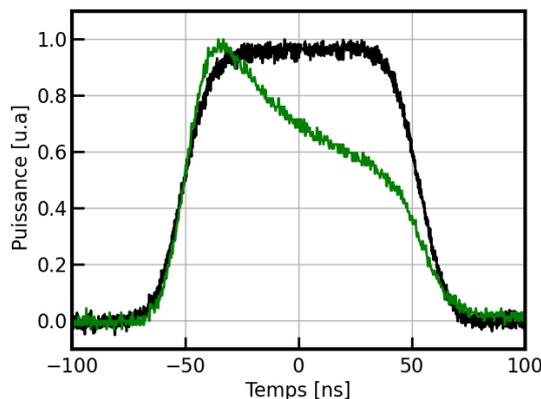


Figure III.46 : Impulsions de largeur à mi-hauteur de 100 ns en sortie du sous-système oscillateur d'énergie 1 nJ (ligne noire) et en sortie du premier étage d'amplification d'énergie 1 μ J (ligne verte).

3.2.2 Mise en forme temporelle de l'impulsion de pompe

Pour notre application, l'utilisation de la mise en forme temporelle permet à la fois de sculpter le profil temporel de l'impulsion tout en réduisant sa durée à la nanoseconde. L'idée est d'induire une impulsion déformée avant passage dans les milieux amplificateurs (amplificateurs 2 et 3 de la **Figure III.44**), se voyant redressée en sortie de la chaîne amplificatrice Ytterbium. Cette technique est appelée pré-compensation, et permet d'obtenir une impulsion carrée légèrement plus longue que l'impulsion signal⁶¹. Pour ce faire, un modulateur d'intensité double (*EOM*) constitué de deux interféromètres de

⁶⁰ Phénomène vu comme une émission stimulée de photons issus de l'émission spontanée. Tant que le signal de pompe injecté ne dépeuple pas le milieu amplificateur, la part d'ASE se voit importante.

⁶¹ De manière à ne pas être contraint par la gigue temporelle lors de la phase d'amplification paramétrique.

Mach-Zehnder en série est utilisé. Chaque interféromètre est composé d'un bras de référence et d'un bras actif où une variation de phase est appliquée par effet électro-optique. Un tel système permet de régler la forme temporelle souhaitée tout en assurant un taux d'extinction de plus de 50 dB. L'implémentation des diverses tensions de réglages⁶² est permise via un générateur de forme arbitraire (AWG de l'anglais *arbitrary waveform generator*), disposant d'un pas temporel de 125 ps. Le réglage de la forme temporelle consiste en l'ajustement manuel de la dizaine de points, en vue d'accrocher une impulsion la plus « plate » possible en sortie des étages d'amplification. Après le modulateur électro-optique, un isolateur optique protège le système d'éventuels retours et un coupleur 99 :1 permet de visualiser l'onde de pompe. Tous les composants étant soudés entre eux, il est difficile de faire état de diagnostic sans quelques voies de prélèvements comme celle-ci. Le train d'impulsions affiné temporellement à 1,2 ns et la montée en énergie est permise par les deux derniers étages d'amplification.

3.2.3 Montée en énergie des impulsions de pompe

La pompe nanoseconde est finalement composée de deux étages d'amplification dopés *Ytterbium*, chacun encadré par des filtrages spectraux et/ou temporels. Les filtres spectraux (*TF* de l'anglais *tunable filter*) accordables en longueur d'onde et de largeur spectrale $\Delta\lambda = 1 \text{ nm}$ (à -3 dB) ont pour rôle d'éliminer la part d'ASE parasite. Expérimentalement le réglage de ces composants est fait à l'oscilloscope, en minimisant les modulations temporelles observées sur l'impulsion dites de *FM-AM* (de l'anglais *frequency modulation to amplitude modulation conversion*). Le sujet du *FM-AM* étant vaste, et ne faisant pas l'objet d'un travail durant la thèse, nous nous limitons à des éléments de compréhension basiques. Un filtre non centré sur la longueur d'onde principale induit un filtrage du spectre d'origine, cela se traduisant par une modulation d'amplitude et donc d'intensité. Le profil temporel se voit alors impacté. L'idée repose sur la minimisation de ces modulations temporelles, basée sur un réglage optimal du filtrage⁶³. Un nettoyage temporel est réalisé au sein de l'amplificateur 2 à l'aide d'un modulateur acousto-optique, réduisant considérablement le bruit injecté dans l'étage d'amplification supérieur. Contrairement aux deux premiers étages d'amplification, le dernier étage, nécessaire à l'obtention d'une énergie microjoule, requiert un pompage gaine. Une fibre dopée plus longue (150 cm avec un MFD de $10 \mu\text{m}$ ⁶⁴), une diode plus puissante (9 W) ainsi qu'un composant de couplage signal/pompe plus robuste sont implémentés. Deux isolateurs avec un seuil de dommage élevé (10 kW) encadrent cet étage d'amplification. En sortie du système de pompe, des énergies de l'ordre de $3 \mu\text{J}$ sont atteintes pour des puissances crêtes dépassant le kilowatt. Les longueurs de fibre sont minimisées autant que possible, de manière à se placer au plus près de l'étage *FOPA* sans trop développer la diffusion Raman. A titre illustratif, la **Figure III.47** représente le spectre optique de l'onde de pompe en sortie du second isolateur de l'étage d'amplification n°3. La **Figure III.48a** illustre ce même spectre après filtrage spectral, la composante de bruit d'ASE est largement

⁶² Au sein de chaque interféromètre, l'application d'une tension induit la création d'un déphasage entre les deux ondes se propageant dans chacun des bras. Deux tensions, V_{biais} et V_{π} , entrent en jeu, l'une participant à l'atténuation maximale du composant et l'autre sculptant finement la forme temporelle prédéfinie.

⁶³ Des mesures avec un oscilloscope de bien plus grande passante (70 GHz) ont permis de garantir l'utilisation d'un oscilloscope de 4 GHz comme suffisante pour le réglage des filtres accordables.

⁶⁴ Les deux premiers étages d'amplification *YFDA* reposent sur des fibres amplificatrices de *MFD* de $5 \mu\text{m}$, de longueur proche de 50 cm. La longueur de fibre amplificatrice est définie expérimentalement, le gain optimal étant atteint pour une certaine longueur (au-delà de cette longueur, le signal est réabsorbé) [42].

réduite. Précisons que la forme temporelle (voir la **Figure III.48b**) doit être ajustée manuellement à chaque changement d'un des courants des différentes diodes de pompe, de manière à conserver un profil d'impulsion carré.

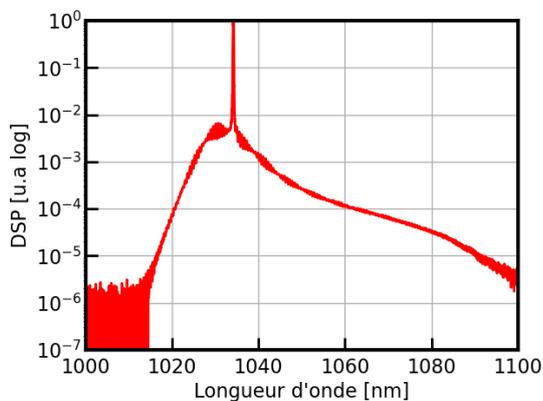


Figure III.47 : Spectre optique centré à 1030 nm en sortie du second isolateur optique du dernier étage d'amplification (amplificateur n°3).

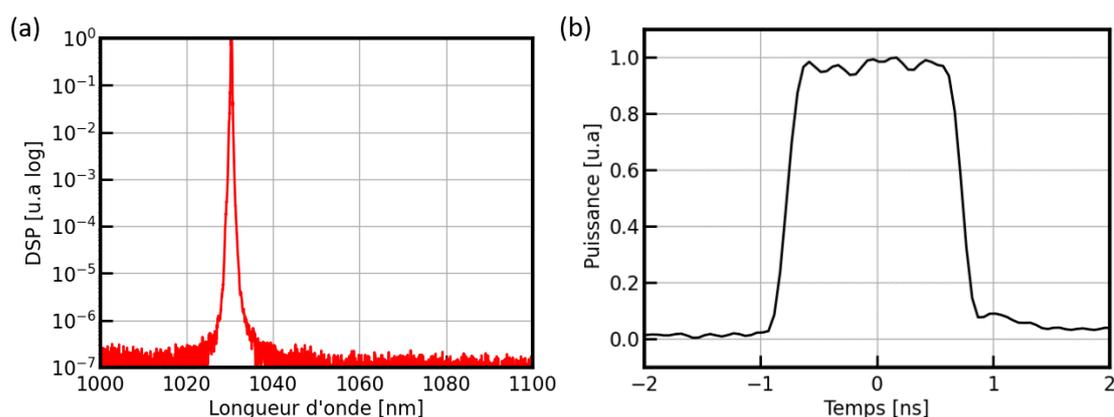


Figure III.48 : Caractéristiques du faisceau de pompe en sortie du dernier étage d'amplification (gamme μ).

- (a) Spectre optique centré à 1030 nm en échelle logarithmique.
 (b) Impulsion de largeur à mi-hauteur de 1,2 ns.

Bien que constitué uniquement de composants commerciaux, le système de pompe reste une expérience à part entière, chaque nouveau réglage en longueur d'onde imposant un réglage fin des filtres spectraux ainsi qu'un réglage de la mise en forme temporelle. Un système entièrement fibré apporte compacité mais donne lieu à certaines problématiques dès lors de casses de composants. Du fait des gammes de puissance utilisées, plusieurs casses se sont produites menant à des temps de réparation parfois étalés dans le temps. D'autre part, le dernier étage d'amplification a été source de diverses complications notamment du fait de fortes fluctuations de puissance de la diode utilisée. Une meilleure thermalisation (à l'aide d'éléments dissipateurs disposés contre celle-ci) s'est avérée efficace quant à ses variations non contrôlées. Cependant, un sabot de thermalisation en température assurerait de bien meilleures performances et permettrait un gain de temps quant à la mise en fonctionnement du système de pompe nanoseconde.

3.3 Résultats d'amplification paramétrique optique

Finalement lorsque les ondes signal étiré et pompe sont envoyées simultanément au sein du même tronçon de fibre hybride manchonnée (précédemment caractérisé), l'amplification paramétrique se produit. Les **Figure III.49** et **Figure III.50** présentent les résultats d'amplification avec injection de la pompe selon les axes de polarisation lent et rapide. Les longueurs d'onde de pompe retenues (1029 nm pour l'axe lent et 1025 nm pour l'axe rapide) correspondent aux réglages préétablis lors de la phase de caractérisation menant à des lobes de fluorescence centrés à 1053 nm. Les courbes bleues représentent le spectre signal en sortie du tronçon de fibre hybride injecté seul (énergie par impulsion dans la gamme sub-nanojoule). Les courbes rouges illustrent le spectre optique lorsque l'onde de pompe (de l'ordre du kilowatt) est injectée simultanément à l'onde signal, selon les axes lent ou rapide de polarisation. Nous obtenons un gain de plus de 45 dB relativement plat pour la bande signal (1048-1058 nm). Cette valeur de gain est déterminée graphiquement, nous comparons le niveau de signal en sortie de fibre hybride avant et après injection de l'onde de pompe. Nous parlons de gain « ON-OFF », prenant en compte les pertes de propagation du signal jusqu'à la sortie de la fibre hybride. L'énergie totale en sortie de fibre hybride surpasse le microjoule (en moyenne de l'ordre de 1,3 μJ). En déduisant la part de la bande signal contenue sur le spectre optique (de l'ordre de 30%), l'énergie signal est évaluée de l'ordre de 0,3 μJ selon l'axe lent et de 0,4 μJ selon l'axe rapide. Les pics de part et d'autre de l'onde de pompe observés précédemment sont conservés, toutefois dans des proportions inégales, notamment pour une injection selon l'axe rapide. Nous l'expliquons par une injection modifiée par rapport aux conditions d'obtention des spectres de fluorescence (utilisation ici de la soudure packagée), menant hypothétiquement à des phénomènes de couplage de polarisation différents. Une puissance de pompe plus élevée ne donne pas lieu à un gain plus important, du fait de la croissance de l'effet Raman et de la part d'ASE au sein de l'onde de pompe diminuant la puissance de pompe utile pour l'amplification paramétrique.

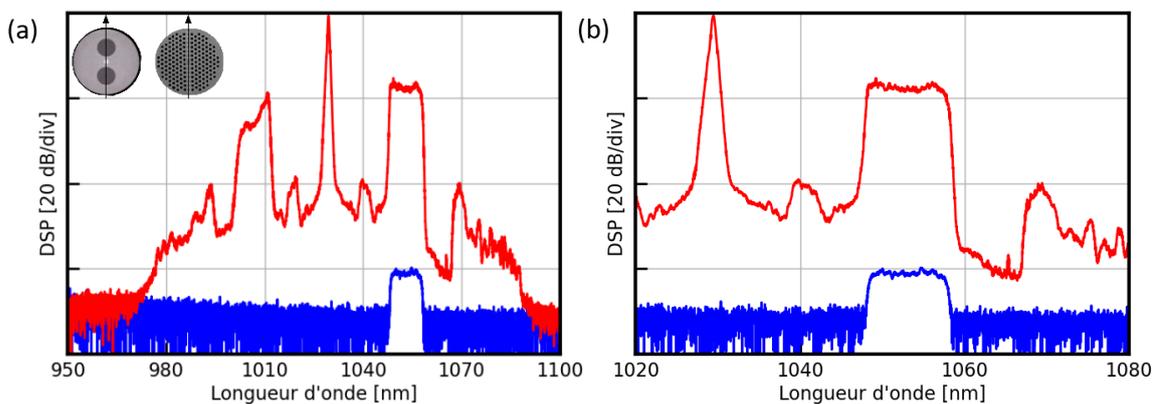


Figure III.49 : Spectres optiques en sortie du tronçon de fibre hybride (5 m) du signal seul (ligne bleue) et avec ajout d'une pompe de puissance crête $P_p = 1 \text{ kW}$ (ligne rouge) sur une gamme de 150 nm (a) et avec une vision plus rapprochée (b). Les faisceaux signal et pompe sont injectés selon l'axe lent de la fibre. La longueur d'onde de pompe considérée est $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$.

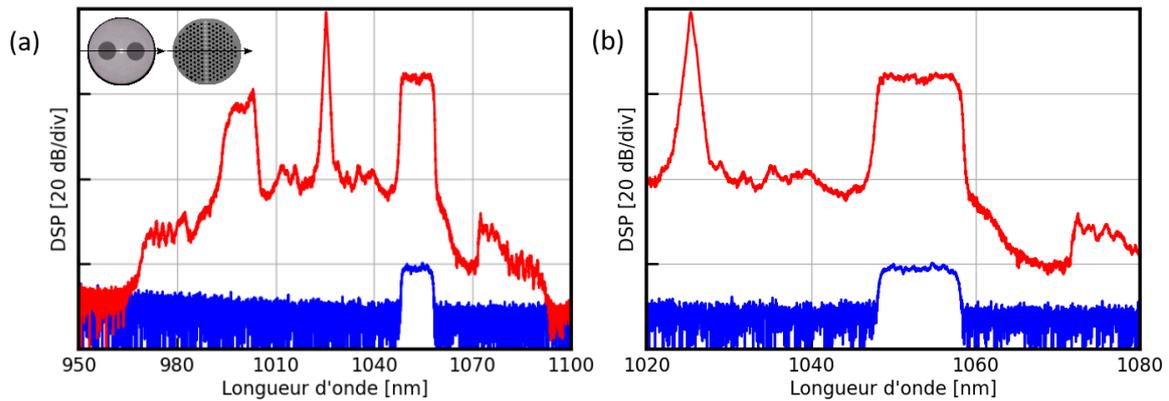


Figure III.50 : Spectres optiques en sortie du tronçon de fibre hybride (5 m) du signal seul (ligne bleue) et avec ajout d'une pompe de puissance crête $P_p = 1 \text{ kW}$ (ligne rouge) sur une gamme de 150 nm (a) et avec une vision plus rapprochée (b). Les faisceaux signal et pompe sont injectés selon l'axe rapide de la fibre. La longueur d'onde de pompe considérée est $\lambda_p = 1025 \text{ nm}$.

Une fois l'amplification réalisée, nous mettons en œuvre la compression des impulsions signal (au préalable étirées temporellement). Le système de compression est basé sur un compresseur de Treacy [44] en configuration double passage, logiquement conçu pour parvenir à compenser chacun des termes de phases induits au préalable. Nous comptons les termes de dispersion de l'oscillateur femtoseconde, des étireurs de Bragg fibrés et de toute la propagation dans le système fibré jusqu'à la sortie de la fibre hybride manchonnée. De fait, le compresseur ne compense pas seulement la phase de l'étireur mais toute la phase accumulée lors du trajet de l'impulsion. Le dimensionnement du système de compression a été réalisé quelques années auparavant par l'équipe du laboratoire. Le dispositif expérimental est constitué de deux réseaux diélectriques à densité de traits de 1780 traits/mm. Nous revenons plus en détails sur les paramètres de réglage au sein de la **section 3.4 du chapitre 4**. Un autocorrélateur du second ordre (de référence APE pulseCheck SM) est utilisé afin de caractériser la durée d'impulsion finale. Du fait du profil temporel de forme carrée, un facteur correctif [45] est appliqué à la durée d'autocorrélation. La durée d'impulsions à mi-hauteur finalement obtenue est de 550 fs, comme illustré sur la courbe rouge de la **Figure III.51**. Nous estimons la durée d'impulsion limitée en transformée de Fourier de l'ordre de 310 fs (courbe noire sur la **Figure III.51**), à partir du spectre acquis en sortie de compresseur. Cette valeur ne correspond pas à la durée incompressible d'un spectre de 10 nm, le spectre véritablement obtenu en sortie de compresseur étant quelque peu dégradé ($< 8 \text{ nm}$). Bien que satisfaits de la durée obtenue, un écart est constaté par rapport à la limite de Fourier, nous expliquons cet écart par un désaccord de compensation. Un terme de phase résiduelle participe à l'imperfection de la compression, il est en effet assez complexe de compenser parfaitement tous les termes de phase. Un filtre programmable actif (de référence WaveShaper 1000A/SP) est utilisé en sortie de l'oscillateur femtoseconde, dans le but d'optimiser la mesure d'autocorrélation. De par la faible transmission de l'appareil et le manque de stabilité de l'impulsion comprimée, les résultats ne sont pas nettement améliorés. Plusieurs contributeurs participent activement à la présence des termes de phase résiduels. Nous supposons premièrement les instabilités du système de pompe. Une thermalisation du dernier étage d'amplification (gamme microjoule) induirait une plus grande stabilité de l'onde de pompe et ainsi de l'amplification paramétrique et de la phase non linéaire accumulée par l'onde signal. Effectivement des variations de puissance influent sur le terme de phase non linéaire, provoquant des fluctuations non compensables au cours du temps. De plus, le « *phase ripple* » des réseaux de Bragg à dérive de fréquence [46]

constitue une autre source d'imperfection. Associées à des défauts de fabrication, ces ondulations mènent à un délai de groupe bruité conduisant à une compression imparfaite et à l'apparition de piédestaux de part et d'autre de l'impulsion.

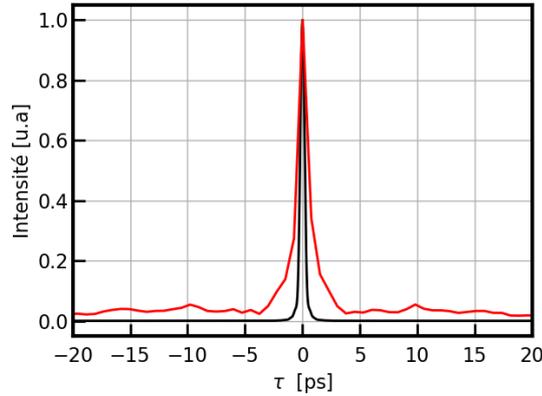


Figure III.51 : Traces d'autocorrélation expérimentale où $\Delta\tau_{FWHM} = 550 \text{ fs}$ après application du facteur de forme $K \approx 1,331$ (ligne rouge) et déduite du spectre optique où $\Delta\tau_{FWHM} = 310 \text{ fs}$ (ligne noire).

3.4 Synthèse des performances et perspectives de montée en énergie

Les résultats obtenus dans le cadre de la source femtoseconde fibrée sous architecture *FOPCPA* développée durant la thèse font l'objet d'une publication [47]. En s'orientant vers une fibre à bande interdite photonique, nous garantissons une fibre à large aire modale conservant un unique mode de propagation tout en contrôlant le profil de dispersion. Ce type de fibre participe à une validation des critères préétablis. Le caractère de maintien de polarisation est quant à lui comblé par les phases expérimentales de caractérisation des différents tronçons de fibre fabriqués par le PhLAM. Une géométrie de fibre hybride (mêlant microstructures d'air et inclusions de silice dopées Ge) permet d'assurer une biréfringence suffisante pour l'obtention d'un taux de linéarité proche de 20 dB. Cette fibre présente un caractère adaptable et facilement intégrable au dispositif expérimental. Une réserve apparaît toutefois pour la soudure de ce type de fibre qualifiée d'originale au regard de tronçons de fibres commerciales standards. Un moyen de remédier à la fragilité de la soudure repose sur un niveau de protection élevé, assurant une intégration sans encombre au système expérimental entièrement fibré. La pompe nanoseconde respecte la volonté d'un système entièrement fibré accordable et à maintien de polarisation délivrant des impulsions nanosecondes dans la gamme du microjoule d'énergie. En combinant fibre non linéaire et pompe nanoseconde, nous démontrons l'amplification paramétrique d'impulsions centrées à 1053 nm sur une bande de 10 nm jusqu'au microjoule, soit un gain surpassant 45 dB. Cette amplification assure une conservation de la polarisation linéaire du faisceau injecté. Les résultats expérimentaux démontrent des caractéristiques temporelles, spectrales et spatiales en accord avec nos exigences, sans aucun dommage et avec gestion des effets non linéaires indésirables.

Une question concernant la longueur de fibre non linéaire utilisée (limite purement expérimentale) reste encore en suspens. Une longueur plus élevée aurait-elle mené à un gain supérieur ? Selon la courbe de gain typique de l'interaction paramétrique, une longueur de fibre plus importante mène assurément à un gain augmenté. Cependant, il est important de garder en tête

qu'une fibre plus longue aurait été source de plus grandes fluctuations du zéro de dispersion. Une meilleure amplification avec plus de longueur de fibre n'est donc pas garantie. Un seul tronçon de fibre hybride a été utilisé pour l'amplification du signal. Plusieurs tronçons (de la dizaine de mètres) assurant un lobe de fluorescence centré en 1053 nm ont été caractérisés, il serait intéressant d'y faire parvenir les faisceaux signal et pompe simultanément.

De ce fait, nous avons développé un système laser sous forme d'une source entièrement fibrée répondant aux performances laser recherchées (voir le **Tableau III.1**) et compatible du besoin d'injection du module pré-amplificateur. Toutefois la source femtoseconde *FOPCPA* reste une démonstration de principe ! Diverses étapes de réglages ainsi qu'une bonne connaissance du fonctionnement du système sont primordiaux pour l'amplification de l'onde signal. Le caractère entièrement fibré apporte certaines problématiques dès lors que l'amplification s'avère infructueuse. Plusieurs étapes d'ingénieries rendraient le système encore plus robuste et réduiraient foncièrement le temps de remise en route du système lors d'une casse de composant. Nous pouvons citer l'ajout de diagnostics (sous la forme de coupleurs fibrés) en sortie de chaque sous-système de la pompe nanoseconde. Un dernier point concerne le tronçon de fibre non linéaire utilisé, son caractère unique rendant le système « vulnérable ». Des conditions idéales verraient plusieurs tronçons de fibre disponibles, sans grande difficulté de soudure et efficaces pour l'amplification paramétrique. Nous présentons dans le **chapitre 4** l'injection de cette source au sein d'étages d'amplification paramétrique en espace libre menant à des énergies de l'ordre de la centaine de millijoules.

Bibliographie

1. R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, and D. C. Hanna, "Ytterbium-doped fiber amplifiers," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **33**, 1049–1056 (1997).
2. "Nonlinear Fiber Optics - 4th Edition," <https://shop.elsevier.com/books/nonlinear-fiber-optics/agrawal/978-0-12-369516-1>.
3. M. E. Marhic, K. K.-Y. Wong, and L. G. Kazovsky, "Wide-band tuning of the gain spectra of one-pump fiber optical parametric amplifiers," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **10**, 1133–1141 (2004).
4. T. Torounidis and P. Andrekson, "Broadband Single-Pumped Fiber-Optic Parametric Amplifiers," *IEEE Photonics Technology Letters* **19**, 650–652 (2007).
5. M. E. Marhic, N. Kagi, T.-K. Chiang, and L. G. Kazovsky, "Broadband fiber optical parametric amplifiers," *Opt. Lett.*, **OL 21**, 573–575 (1996).
6. M. Hanna, F. Druon, and P. Georges, "Fiber optical parametric chirped-pulse amplification in the femtosecond regime," *Opt. Express*, **OE 14**, 2783–2790 (2006).
7. C. Caucheteur, D. Bigourd, E. Hugonnot, P. Szriftgiser, A. Kudlinski, M. Gonzalez-Herraez, and A. Mussot, "Experimental demonstration of optical parametric chirped pulse amplification in optical fiber," *Opt. Lett.*, **OL 35**, 1786–1788 (2010).
8. Y. Zhou, Q. Li, K. K. Y. Cheung, S. Yang, P. C. Chui, and K. K. Y. Wong, "All-Fiber-Based Ultrashort Pulse Generation and Chirped Pulse Amplification Through Parametric Processes," *IEEE Photonics Technology Letters* **22**, 1330–1332 (2010).
9. D. Bigourd, L. Lago, A. Mussot, A. Kudlinski, J.-F. Gleyze, and E. Hugonnot, "High-gain fiber, optical-parametric, chirped-pulse amplification of femtosecond pulses at 1 μm ," *Opt. Lett.*, **OL 35**, 3480–3482 (2010).
10. P. Morin, J. Dubertrand, P. B. d'Augeres, Y. Quiquempois, G. Bouwmans, A. Mussot, and E. Hugonnot, " μJ -level Raman-assisted fiber optical parametric chirped-pulse amplification," *Opt. Lett.*, **OL 43**, 4683–4686 (2018).
11. O. Vanvincq, C. Fourcade-Dutin, A. Mussot, E. Hugonnot, and D. Bigourd, "Ultrabroadband fiber optical parametric amplifiers pumped by chirped pulses. Part 1: analytical model," *J. Opt. Soc. Am. B*, **JOSAB 32**, 1479–1487 (2015).
12. C. Fourcade-Dutin, O. Vanvincq, A. Mussot, E. Hugonnot, and D. Bigourd, "Ultrabroadband fiber optical parametric amplifier pumped by chirped pulses. Part 2: sub-30-fs pulse amplification at high gain," *J. Opt. Soc. Am. B*, **JOSAB 32**, 1488–1493 (2015).
13. D. Bigourd, P. B. d'Augerès, J. Dubertrand, E. Hugonnot, and A. Mussot, "Ultra-broadband fiber optical parametric amplifier pumped by chirped pulses," *Opt. Lett.*, **OL 39**, 3782–3785 (2014).

14. A. Mussot, A. Kudlinski, P. B. d'Augères, and E. Hugonnot, "Amplification of ultra-short optical pulses in a two-pump fiber optical parametric chirped pulse amplifier," *Opt. Express*, OE **21**, 12197–12203 (2013).
15. T. Guilberteau, C. Fourcade-Dutin, F. Fauquet, R. Dauliat, R. Jamier, H. Muñoz-Marco, P. Perez-Millan, P. Roy, P. Mounaix, and D. Bigourd, "Noise analysis in a seeded four-wave mixing process generated in a photonic crystal fiber pumped by a chirped pulse," *Opt. Lett.*, OL **48**, 2905–2908 (2023).
16. T. Gottschall, T. Meyer, M. Schmitt, J. Popp, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Four-wave-mixing-based optical parametric oscillator delivering energetic, tunable, chirped femtosecond pulses for non-linear biomedical applications," *Opt. Express*, OE **23**, 23968–23977 (2015).
17. R. Becheker, R. Becheker, R. Becheker, M. Touil, S. Idlahcen, M. Tang, A. Haboucha, B. Barviau, F. Grisch, P. Camy, T. Godin, and A. Hideur, "High-energy normal-dispersion fiber optical parametric chirped-pulse oscillator," *Opt. Lett.*, OL **45**, 6398–6401 (2020).
18. A. Mussot, "Amplification paramétrique dans les fibres optiques pour les télécommunications à haut débit," *These de doctorat*, Besançon (2004).
19. A. Durécu-Legrand, A. Mussot, C. Simonneau, D. Bayart, T. Sylvestre, E. Lantz, and H. Maillotte, "Impact of pump phase modulation on system performance of fibre-optical parametric amplifiers," *Electronics Letters* **41**, n° 6, 83 (2005).
20. M. L. Buttolph, P. Sidorenko, C. B. Schaffer, and F. W. Wise, "Femtosecond optical parametric chirped-pulse amplification in birefringent step-index fiber," *Opt. Lett.*, OL **47**, 545–548 (2022).
21. "NKT Photonics," <https://www.nktphotonics.com/>. "NKT Photonics," DAMAGE THRESHOLD OF FIBER FACET
22. M. Perry, B. Stuart, P. Banks, M. Feit, V. Yanovsky, and A. Rubenchik, "Ultrashort-Pulse Laser Machining of Dielectric Materials," *Journal of Applied Physics* **85**, 6803–6810 (1999).
23. P. S. J. Russell, "Photonic-Crystal Fibers," *J. Lightwave Technol.*, JLT **24**, 4729–4749 (2006).
24. J. C. Knight, "Photonic crystal fibres," *Nature* **424**, 847–851 (2003).
25. J. C. Knight, T. A. Birks, D. M. Atkin, and P. S. J. Russell, "PURE SILICA SINGLE-MODE FIBRE WITH HEXAGONAL PHOTONIC CRYSTAL CLADDING," in *Optical Fiber Communication Conference (1996)*, Paper PD3 (Optica Publishing Group, 1996), p. PD3.
26. "Low loss PCF by reduction of hole surface imperfection," <https://ieeexplore.ieee.org/document/5760059>.
27. "0.174 dB/km Hollow Core Double Nested Antiresonant Nodeless Fiber (DNANF)," <https://ieeexplore.ieee.org/abstract/document/9748272/>.
28. J. C. Knight, T. A. Birks, R. F. Cregan, P. S. J. Russell, and J. P. de Sandro, "Large mode area photonic crystal fibre," *Electronics Letters* **34**, 1347–1348 (1998).
29. "Photonics: Optical Electronics in Modern Communications," <https://authors.library.caltech.edu/records/z5c1t-ddk31>.
30. M. Koshiba and K. Saitoh, "Applicability of classical optical fiber theories to holey fibers," *Opt. Lett.*, OL **29**, 1739–1741 (2004).

31. J. M. Dudley, G. Genty, and S. Coen, "Supercontinuum generation in photonic crystal fiber," *Rev. Mod. Phys.* **78**, 1135–1184 (2006).
32. V. Pureur, "Modélisation et caractérisation de fibres à guidage par bandes interdites photoniques à coeur solide," These de doctorat, Lille 1 (2009).
33. E. Poeydebat, "Conception et réalisation d'un oscillateur Mamyshev fibré pour la nouvelle génération de pilote de l'installation PETAL," These de doctorat, Université de Lille (2022-....) (2022).
34. F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmeiy, S. R. L. Guenneau, and D. Felbacq, *Foundations Of Photonic Crystal Fibres* (World Scientific, 2005).
35. S. R. Petersen, T. T. Alkeskjold, C. B. Olausson, and J. Lægsgaard, "Intermodal and cross-polarization four-wave mixing in large-core hybrid photonic crystal fibers," *Opt. Express*, OE **23**, 5954–5971 (2015).
36. NKT Photonics," <https://www.nktphotonics.com/>."NKT Photonics," LMA-PM fibers
37. *Optical Fiber Fusion Splicing* (n.d.).
38. NKT Photonics," <https://www.nktphotonics.com/>."NKT Photonics," FIBER HANDLING, STRIPPING, CLEAVING AND COUPLING
39. A. Mussot, A. Kudlinski, "Amplification paramétrique dans les fibres optiques", *Techniques de l'ingénieur RE167 V1*, 2013.
40. J. W. Nicholson, A. D. Yablon, S. Ramachandran, and S. Ghalmi, "Spatially and spectrally resolved imaging of modal content in large-mode-area fibers," *Opt. Express*, OE **16**, 7233–7243 (2008).
41. P. Calvet, "Mise en forme spatiale dans une fibre optique microstructurée pour la réalisation d'amplificateurs lasers tout fibrés pour les pilotes des lasers de puissance," These de doctorat, Lille 1 (2014).
42. L. Lago, "Amplification fibrée de forte énergie pour les lasers de puissance," These de doctorat, Lille 1 (2011).
43. F. Scol, "Amplification et transport fibré d'impulsions énergétiques pour les pilotes des installations laser de puissance," These de doctorat, Lille 1 (2017).
44. E. Treacy, "Optical pulse compression with diffraction gratings," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **5**, 454–458 (1969).
45. E. Hugonnot, G. Deschaseaux, O. Hartmann, and H. Coïc, "Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification," *Appl. Opt.*, AO **46**, 8181–8187 (2007).
46. I. C. M. Littler, L. Fu, and B. J. Eggleton, "Effect of group delay ripple on picosecond pulse compression schemes," *Appl. Opt.*, AO **44**, 4702–4711 (2005).
47. L. Lafargue, F. Scol, O. Vanvincq, E. Poeydebat, G. Bouwmans, and E. Hugonnot, "All-polarization-maintaining and high-energy fiber optical parametric chirped-pulse amplification system using a solid core photonic hybrid fiber," *Opt. Lett.*, OL **47**, 4347–4350 (2022).

IV. Démonstrateur pilote pour la montée en énergie à 1053 nm

L'objectif de ce chapitre est de présenter le démonstrateur pilote développé en laboratoire, équivalent à un pilote de type *UHI*. Ce dispositif expérimental est basé sur trois étages d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence injectés par la source femtoseconde fibrée (décrite dans le **chapitre 3**). Une brève présentation des résultats majeurs de la technique *OPCPA* est suivie par l'établissement d'un cahier des charges adapté aux performances recherchées. L'idée repose sur la mise en œuvre d'un système de laboratoire adapté à des études paramétriques, menant à l'amplification du signal issu de la source femtoseconde fibrée (spectre de 10 nm centré à 1053 nm) en récurrence (2 Hz) à quelques centaines de millijoules. Une phase de dimensionnement est présentée où nous détaillons notamment le choix des cristaux non linéaires. Les conclusions de cette étude permettent de définir l'architecture de chaque étage d'amplification paramétrique.

L'implémentation expérimentale du démonstrateur pilote est ensuite illustrée. Une étape de mise en forme spatiale et spectrale du faisceau signal issu de la source femtoseconde fibrée est primordiale. Le faisceau pompe étant distribué au sein des trois étages d'amplification paramétrique, nous décrivons le système de transport et d'imagerie. Par la suite, nous présentons les résultats d'amplification associés à une étude numérique soulignant l'importance de la distribution du gain dans de telles architectures. De premiers résultats confirment l'obtention d'un profil spatial uniforme en sortie de l'amplificateur avec un spectre de 8 nm et une énergie de 200 mJ. Des études supplémentaires sont envisagées afin de mener à l'optimisation de l'expérience.

1 Définition du besoin laser et généralités

Nous rappelons que le développement d'un démonstrateur pilote à l'échelle 1 en laboratoire est le fil conducteur de ces travaux de thèse. Après la présentation dans le chapitre précédent des résultats concernant la mise en œuvre de la source femtoseconde sous architecture *FOPCPA* menant à des impulsions microjoules centrées à 1053 nm, nous poursuivons ici vers la montée en énergie au sein du module pré-amplificateur. Nous définissons au sein de cette section un cahier des charges répondant au besoin laser.

1.1 Résultats majeurs de la technique *OPCPA* appliqués à notre utilisation

Cherchant à développer un démonstrateur pilote à l'échelle 1 compatible de l'injection d'une chaîne laser de type PETAL, le contexte est celui des installations laser de puissance et plus précisément s'inscrit au sein des pilotes d'installations de classe Petawatt gamme sub-picoseconde/kilojoule (voir la **section 1 du chapitre 1**). Dans ce cadre, la notion de contraste temporel devient un véritable enjeu. Marqueur de la qualité temporelle d'une impulsion, le contraste est défini comme le rapport entre la crête de l'impulsion et son niveau relatif de bruit sur une plage temporelle de quelques dizaines à centaines de picosecondes. Du fait des intensités délivrées sur cible, ce paramètre tient un rôle majeur au sein de l'interaction laser-matière. Un bruit de fond, une pré-impulsion ou un piédestal suffisamment importants peuvent contenir assez d'énergie pour dégrader la cible avant l'impact de l'impulsion principale. Chacun de ces termes peut être rattaché à un phénomène physique **[1]**. Le bruit de fond (ou fond nanoseconde) est introduit généralement par l'*ASE* issue de l'amplificateur laser ou par la fluorescence paramétrique (rattachée directement à la durée de la pompe, généralement nanoseconde) dans le cas d'une amplification paramétrique. Des défauts d'étirement et/ou de compression tels que des réseaux de diffraction peu qualitatifs peuvent mener à un piédestal court (de l'ordre de quelques picosecondes dans le premier cas à la centaine de picosecondes dans le second cas). Enfin, la mauvaise suppression d'impulsions en amont ou des réflexions non-contrôlées sur des composants optiques peuvent causer des pré-impulsions.

Dans un premier temps, en vue de préserver le contraste temporel, la technique d'amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence (*OPCPA* de l'anglais *optical parametric chirped-pulse amplification*) est adoptée. Le caractère instantané de l'interaction supprime la génération de bruit en dehors de la fenêtre temporelle du faisceau de pompe et n'amplifie que l'onde signal souhaitée (pas de pré-impulsions hors de la fenêtre temporelle de l'onde de pompe). Basée sur une adaptation de la technique d'amplification à dérive de fréquence (*CPA*) **[2]**, l'amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence peut mener à la génération d'impulsions de quelques cycles optiques et accordables en longueur d'onde **[3]**. Compte tenu de l'utilisation d'un système sous architecture *OPCPA*, un certain nombre de restrictions liées aux matériaux laser peuvent être écartées. Sans stockage d'énergie dans le milieu, les problèmes d'effets thermique sont réduits. De surcroît, un choix méthodique du cristal non linéaire permet d'amplifier une vaste gamme spectrale (plusieurs centaines de nanomètres) avec un gain de plusieurs ordres de grandeur **[4]** en un seul passage et sur des longueurs centimétriques. La principale limitation de cette technique est liée à la qualité de l'onde de pompe **[5]**, où des inhomogénéités spatiales et temporelles peuvent mener à des dégradations du faisceau amplifié. Le dimensionnement et les réglages internes du système sont alors primordiaux pour limiter l'impact de ces défauts de pompe sur le signal. La première démonstration expérimentale d'une telle technique est présentée par A. Dubietis *et al* en 1992 **[6]**. Les résultats

reposent sur l'amplification d'impulsions picosecondes larges spectralement (plus de 15 nm) et centrées à 1055 nm. L'obtention d'une énergie de l'ordre de la centaine de microjoules démontre un gain proche de 40 dB. Les auteurs soulignent la possibilité d'accession à des puissances Terawatt à partir d'impulsions nanosecondes (soit pour un facteur d'étirement plus important). Durant ces deux dernières décennies, la progression des systèmes *OPCPA* peut être qualifiée de fulgurante avec l'obtention de performances égalant celles des techniques plus standards (par exemple les cavités régénératives à base de Ti : Sa [7]). Dans ce sens, des systèmes Terawatt [8] et multi-Terawatt [9] sont développés, mettant en œuvre des gains de plus de 10^{10} pour des longueurs d'onde centrales de 1054 et 1064 nm respectivement. Ces avancées ouvrent la voie à des classes de laser atteignant la gamme Petawatt voire multi-Petawatt et ce pour des gammes de longueurs d'onde étendues sur plus de 3 μm (du proche au moyen infrarouge). La publication [10] reporte l'étendue de la technologie *OPCPA* soulignant des performances remarquables en termes de durée d'impulsions, de puissance crête, d'énergie et de taux de répétition.

Plusieurs installations se sont alors tournées vers des pilotes sous architecture *OPCPA* [1,11], nous pouvons citer à titre indicatif et de manière non-exhaustive les installations PETAL [12,13], OMEGA-EP [14], LFEX [15], VULCAN⁶⁵ [16], ZPETAWATT⁶⁶ [17] ou ELI-Beamlines [18]. Dans le cadre défini des pilotes de type *UHI*, la préoccupation première concerne la longueur d'onde à amplifier. Pour une question de compatibilité avec la bande spectrale des sections amplificatrices de forte énergie en verre dopé Néodyme, la longueur d'onde centrale de 1053 nm est retenue. D'autres exigences portent sur l'énergie disponible en sortie de système pilote, la cadence ou la conservation du spectre des impulsions amplifiées. La technologie *OPCPA* est capable de répondre à la demande, surpassant d'autres technologies matures. Entre autres, les milieux en verre dopés Néodyme ne permettent pas d'obtenir des cadences élevées (de l'ordre du Hertz) dans la gamme d'énergie visée [7] ou encore la bande de gain du Ti :Sa n'est pas adaptée à 1053 nm [19]. En se basant sur les références citées précédemment [12-18], des énergies de l'ordre de la centaine de millijoules sont globalement atteintes avec des cadences dans la gamme du Hertz. Concernant les cristaux non linéaires, au cœur de l'interaction paramétrique, des matériaux classiques (*LBO*, *BBO*) sont préférés dans un but de fiabilité. Des différences sont à noter quant à la configuration des étages *OPA* (nombre d'étages, longueur de cristal). L'étirement temporel de plusieurs ordres de grandeurs de l'onde signal implique des impulsions de pompe de durée adaptée (dans la gamme nanoseconde). Cette correspondance mène à un recouvrement temporel ajusté entre les deux ondes et à la conservation du spectre de l'onde signal lors de l'amplification. Finalement, après compression des impulsions amplifiées, des mesures d'autocorrélation indiquent des durées approchant plusieurs centaines de femtosecondes, confirmant le processus d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence comme fiable et révélateur d'un train d'impulsions amplifiées stable.

En ce qui concerne le contraste, en 2003, une valeur de 10^8 est obtenue à l'échelle nanoseconde pour un système sous architecture *OPCPA* délivrant des impulsions de 3 ns centrées en 1053 nm [20]. Depuis, de nombreuses voies d'amélioration ont été proposées [1] améliorant le ratio de plusieurs ordres de grandeur. Nous pouvons notamment citer le développement d'étages *OPA* picosecondes. Dans la référence [21], Dorrer *et al* démontrent un contraste temporel supérieur à 10^{11} sur une bande temporelle de l'ordre de la centaine de picosecondes, à partir d'un étage d'*OPA* picoseconde centré

⁶⁵ Installation située au Royaume-Uni, opérationnelle depuis 2005.

⁶⁶ Infrastructure américaine en activité depuis 2008.

en 1053 nm. Cependant, des résultats récents [22] rapportent l'obtention d'un contraste équivalent à celui des *OPA* picosecondes avec un *OPCPA* nanoseconde, basé sur deux étages, centré à 808 nm.

1.2 Performances laser recherchées et cahier des charges

L'objectif premier est de développer un démonstrateur pilote capable d'amplifier les impulsions issues de la source femtoseconde fibrée à plus de 200 mJ, tout en permettant l'étude des contributeurs à la dégradation du contraste temporel. Un fonctionnement en cadence (dans la gamme du Hertz) est spécifié, facilitant les diverses étapes de diagnostic et de réglage. Plusieurs degrés de liberté sont visés, avec un système à caractère flexible en matière de réglages portant notamment sur la répartition en énergie et la gestion de la synchronisation au sein du démonstrateur pilote. Le **Tableau IV.1** résume les différentes exigences et définit les performances laser souhaitées.

En ce qui concerne le faisceau de pompe, un système récurrent (quelques Hertz) est recherché, capable de délivrer plusieurs Joules et adapté pour l'amplification d'un signal centré à 1053 nm (soit à une longueur d'onde inférieure à 1053 nm). Ce second critère est directement relié aux conditions de conservation d'énergie. Afin de se placer dans des conditions d'amplification optimales, la durée de pompe doit être légèrement supérieure à la durée signal (gamme nanoseconde) et avec un profil temporel « *top-hat* » (uniforme) maximisant le recouvrement avec l'onde signal et évitant toute modification du signal amplifié (une forme gaussienne pouvant conduire à un rétrécissement temporel et spectral). Un contrôle du profil temporel est toutefois requis, assurant un point de flexibilité quant aux durées et formes temporelles des impulsions de pompe. Un profil spatial « *top-hat* » est spécifié, essentiel pour l'obtention d'un profil spatial signal homogène. Il a été choisi de se tourner vers une solution commerciale, permettant de se concentrer pleinement sur le développement des étages d'amplification paramétrique.

Diverses exigences s'établissent pour l'amplification paramétrique, avec pour objectif d'atteindre un gain de plus de 60 dB amenant les impulsions microjoules à plusieurs centaines de millijoules. Afin d'obtenir un tel gain, plusieurs étages d'amplification paramétrique sont nécessaires. Une architecture à trois étages est de prime abord fixée, assurant une limitation du gain par étage et évitant de nombreux effets parasites délétères (voir la **section 2.3**) du fait d'un gain par étage diminué (en comparaison avec une architecture à deux étages). De manière à rester sous les seuils de dommages des cristaux non linéaires tout en assurant une intensité suffisante dans chaque étage, les faisceaux de pompe sont pris de taille millimétrique pour les deux premiers étages (nommés *OPA 1* et *2*) et centimétrique pour le dernier étage (nommé *OPA 3*). En ce qui concerne les cristaux non linéaires plusieurs conditions sont requises. En premier lieu, du fait des diamètres de faisceaux fixés, des cristaux ayant une acceptance angulaire suffisante doivent être privilégiés. Les cristaux choisis doivent être transparents et permettre de satisfaire la condition d'accord de phase dans la gamme de longueurs d'onde définie (visible et proche infrarouge). Des cristaux non linéaires ayant une acceptance spectrale supérieure à la bande spectrale à amplifier (> 10 nm) sont spécifiés. Pour ce faire, une interaction de type I est préférée par rapport à une interaction de type II. Comme vu sur la **Figure IV.1**, pour un angle d'accord de phase donné (ici proche de $22,8^\circ$), une interaction de type I permet d'amplifier sur une plus grande plage spectrale. Enfin, une géométrie d'interaction non-colinéaire est choisie, facilitant la séparation des ondes signal et *idler* après l'amplification.

Dans le cadre d'un démonstrateur pilote flexible en matière de réglages, plusieurs longueurs de cristaux sont disponibles à l'expérimentation. Les types et longueurs de cristaux sont définis à la suite

d'une étude de dimensionnement (voir la **section 2.2**). Toutefois la mise en œuvre et la maîtrise d'étages d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence large bande en régime de saturation (régime défini dans la **section 2.3 du chapitre 2**) présentent certaines difficultés en raison du caractère multifactoriel des phénomènes mis en jeu (accords de phase non-colinéaires, déformations spatiales et spectrales par la saturation du gain, étages multiples en série). Une phase expérimentale permet de confirmer les attentes théoriques tout en quantifiant l'impact des défauts (relatifs aux faisceaux, aux optiques) sur l'amplification.

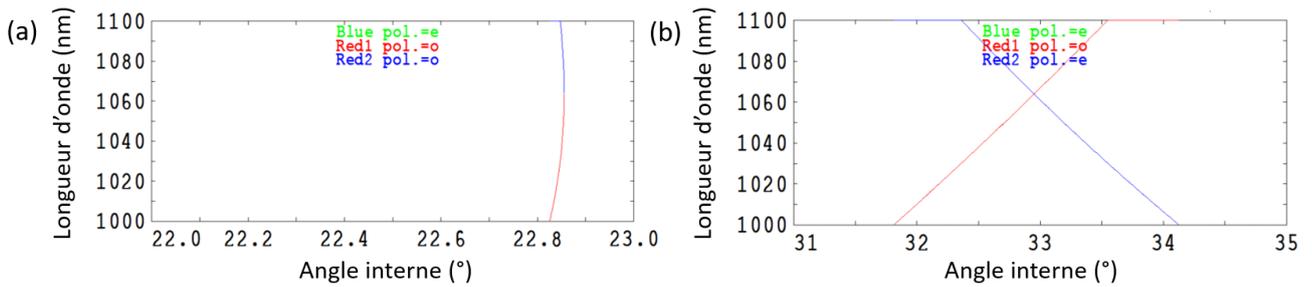


Figure IV.1 : Pour une onde de pompe centrée à 532 nm , courbe d'accord de phase :

(a) Dans le cas d'une interaction de type I.

(b) Dans le cas d'une interaction de type II.

Les courbes sont issues du logiciel SNLO. La légende désigne la polarisation des ondes concernées : pompe (vert), signal (rouge), *idler* (bleu).

PERFORMANCES LASER RECHERCHÉES	CRITÈRES RÉPONDANT AU BESOIN	
	POMPE NANOSECONDE	ÉTAGES OPA / CRISTAUX
Énergie par impulsion > 200 mJ	Énergie > J	Gain > 60 dB réparti sur 3 étages OPA Cristaux avec acceptance angulaire adaptée à l'étage OPA considéré
Spectre ≥ 10 nm centré à 1053 nm	$\lambda_{pompe} < \lambda_{signal}$ Impulsions ns	Cristaux transparents dans la gamme de λ avec acceptance spectrale suffisante
Récurrance	Gamme Hz	
Maîtrise du contraste temporel : degrés de liberté sur les réglages	Forme temporelle et durée ajustables	Répartition d'énergie et synchronisation pompe/signal ajustables Plusieurs longueurs de cristaux disponibles

Tableau IV.1: Cahier des charges établi concernant le développement du démonstrateur pilote sous architecture OPCA.

2 Etude de dimensionnement

Un travail de dimensionnement a été réalisé par différents membres de l'équipe (E. Hugonnot, C. Grosset-Grange) en amont de ces travaux de thèse. Les résultats présentés au sein de cette section en découlent. Nous présentons sur la **Figure IV.2** l'architecture globale du démonstrateur pilote où la source femtoseconde fibrée, décrite au sein du **chapitre 3**, est injectée au travers de trois étages d'amplification paramétrique. Compte tenu des conclusions dressées à la suite de l'étude de dimensionnement, une figure actualisée est disponible dans la section suivante (voir la **Figure IV.10**).

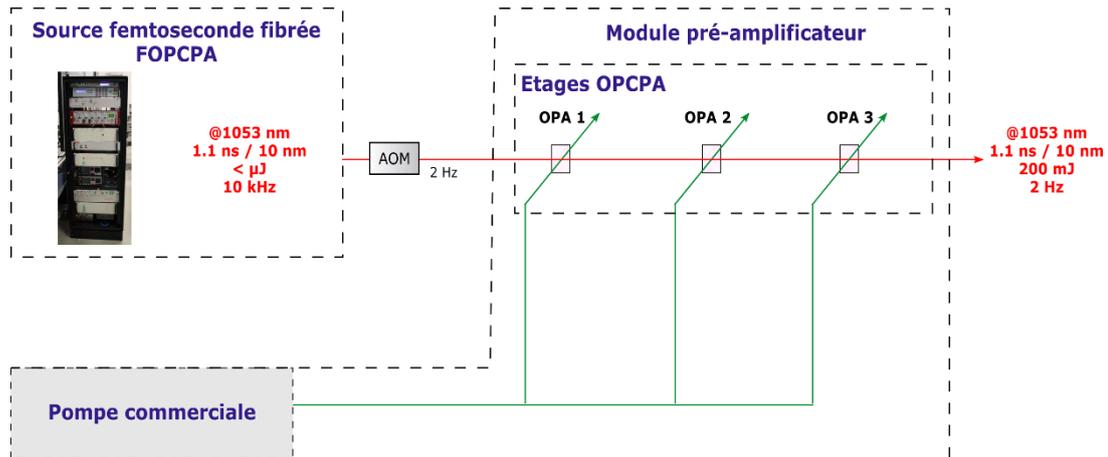


Figure IV.2: Architecture globale du démonstrateur pilote. Nous distinguons les sous-systèmes source femtoseconde *FOPCA*, module pré-amplificateur, pompe commerciale et étages *OPCPA*. (*AOM*) pour l'anglais *acousto-optic modulator*.

2.1 Laser de pompe commercial

La récurrence étant un des éléments clés du démonstrateur pilote, un laser Nd :YAG doublé en fréquence fonctionnant à 2 Hz (de référence *Intrepid Amplitude Systèmes*) a été choisi. Ce système laser de pompe est capable de délivrer des impulsions de 5 ns centrées à 532 nm (après le doublage en fréquence) avec une énergie de 5 J. Il est équipé d'un module de mise en forme temporelle permettant de sculpter l'impulsion et de définir plusieurs profils temporels de durées variables tout en assurant un travail à puissance crête constante. En prenant en compte la durée des impulsions signal issues de la source femtoseconde fibrée (1,1 ns), la durée des impulsions pompe est initialement définie à 2 ns avec un profil « *top-hat* » et une énergie de 2 J. Le système laser de pompe délivre un faisceau de profil spatial « *top-hat* » à section circulaire. Du fait de la longueur d'onde d'émission finale (532 nm), un travail à la dégénérescence du processus paramétrique est évité et une marge de plus de 10 nm est disponible entre les spectres signal (1048-1058 nm) et *idler* (1070-1080 nm). Cela permet de faciliter le filtrage spectral de l'onde *idler* en sortie de chaque étage d'amplification paramétrique. Toutefois, un des défauts des lasers Nd :YAG est la faible qualité du front d'onde pouvant s'ajouter aux autres contributeurs tels que la stabilité de pointé ou la diffraction. L'influence est telle que des défauts importants peuvent altérer le profil spatial du faisceau amplifié. Pour les premiers étages *OPA* et leurs diamètres de faisceaux millimétriques, des cristaux avec une grande acceptance angulaire sont recherchés afin de diminuer l'impact des défauts du front d'onde. Ce critère reste d'actualité pour le dernier étage *OPA* (taille de faisceaux centimétrique), cependant une acceptance angulaire plus faible est tolérée.

2.2 Choix des cristaux non linéaires

La qualité des impulsions amplifiées repose sur une amplification paramétrique la plus tolérante possible en matière de spectre, d'angle et de température. La solution s'appuie sur l'évaluation de différents cristaux non linéaires. Il existe une grande variété de cristaux non linéaires [23] et dans un but de fiabilité nous ne retenons que les cristaux disponibles commercialement de manière standard. Seuls les cristaux transparents dans les gammes de longueur d'onde visible et proche infrarouge sont étudiés. L'acceptance spectrale étant primordiale, nous ne considérons que les interactions de type I. Les cristaux présentant de trop faibles coefficients non linéaires ($d_{eff} < 0,5 \text{ pm.V}^{-1}$) sont écartés du fait des longueurs d'interaction demandées trop importantes. Une attention est aussi portée sur les seuils de dommage (compatibles des densités de puissance requises) et les traitements antireflets (couvrant les trois longueurs d'onde impliquées). En régime nanoseconde, les seuils de dommage imposent des intensités de pompe en-dessous du GW.cm^{-2} [23]. Finalement avec les critères retenus, les cristaux envisageables sont les cristaux de *LBO* [24,25], *BBO* [26], *LiO₃* [27], *YCOB* [24], *BIBO* [28], *KNbO₃* [29] et *LiNbO₃* [30]. Parmi ces sept cristaux, nous soulignons qu'aucun n'est réellement parfait, chacun menant à divers compromis. Certains présentent de faibles acceptances angulaires (*BBO*, *LiO₃* et *YCOB*). D'autres sont bien plus acceptants angulairement mais peu tolérants en température (*LBO*, *BIBO*, *KNbO₃* et *LiNbO₃*). Par ailleurs, quelques-uns sont difficiles d'approvisionnement (*KNbO₃*, *BIBO* et *YCOB*), noircissent à la lumière visible (*BIBO*) ou ont une tenue au flux trop faible (*LiNbO₃*). Le choix se porte sur les cristaux les plus tolérants pour notre application et les cristaux de *LBO* et de *BBO* se révèlent être les moins délicats à mettre en œuvre. Nous présentons une partie des résultats obtenus pour ces deux cristaux lors de la phase de dimensionnement (effectuée précédemment à ces travaux de thèse et ayant étudiée les sept cristaux non linéaires cités).

Afin d'évaluer les différents cristaux et les interactions possibles, le modèle analytique présenté dans la **section 2.3 du chapitre 2** est utilisé. Les hypothèses simplificatrices (cadre de l'enveloppe lentement variable tout en négligeant les phénomènes de diffraction, de différence et de dispersion des vitesses de groupe et d'atténuation) sont conservées. Nous nous plaçons dans le cadre de l'interaction de type I [$1053(o) + 1075,2(o) = 532(e)$] avec la longueur d'onde signal centrée à 1053 nm. Le code de simulation détermine les indices propres à chaque onde à partir des équations de Sellmeier (voir l'**ANNEXE IV-A**) ainsi que le terme d'accord de phase, défini comme tel en géométrie non-colinéaire :

$$\Delta k(\omega) = 2\pi \left[\frac{n_i}{\lambda_i} - \sqrt{\left(\frac{n_p}{\lambda_p}\right)^2 + \left(\frac{n_s}{\lambda_s}\right)^2} - 2\cos\alpha \frac{n_s n_p}{\lambda_s \lambda_p} \right] \quad (IV.1)$$

avec α l'angle de non-colinéarité et n_j les indice de réfraction des ondes de longueur d'onde λ_j . Pour un angle α donné, l'angle d'accord de phase θ est ajusté de telle sorte à minimiser le terme d'accord de phase $\Delta k(\omega)$.

A l'accord de phase, les longueurs optimales de cristaux L_{opt} pour les deux premiers étages d'amplification paramétrique (considérés comme identiques) et pour le troisième étage sont définies en tenant compte du dépeuplement de la pompe à l'aide de l'équation suivante :

$$L_{opt} = \frac{1}{2\Gamma} \ln \left(16 \frac{n_s \omega_s I_{p0}}{n_p \omega_p I_{s0}} \right) \quad (IV.2)$$

avec $\Gamma = d_{eff} \sqrt{\frac{2\omega_s \omega_i}{c^3 \epsilon_0 n_s n_i n_p}} I_p$ le facteur de gain paramétrique, n_j l'indice de réfraction des ondes de pulsation ω_j et I_{p0} , I_{s0} les intensités de pompe et de signal incidentes.

Le gain paramétrique (exprimé dans l'équation IV.3) est ensuite calculé pour les longueurs optimales L_{opt} dans chaque étage en fonction de l'angle d'accord de phase, de la longueur d'onde et de la température. Ces calculs permettent d'estimer les acceptances angulaires, spectrales et en température (largeurs à mi-hauteur à -3 dB).

$$G(L) = \frac{I_s(L)}{I_{s0}} = \left\{ 1 + \left[\frac{\Gamma}{g} \sinh(gL) \right]^2 \right\} \quad (IV.3)$$

où g exprime le gain petit signal tel que $g = \sqrt{\Gamma^2 - \frac{\Delta k^2}{4}}$.

Dans les résultats présentés ci-après, les intensités de faisceaux pompe I_{p0} et signal I_{s0} ont été fixées telles que :

- $I_{p0} = 0,5 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ quel que soit l'étage d'amplification
- $I_{s0} = 15 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour les deux premiers étages OPA 1 et 2
- $I_{s0} = 4 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour l'étage OPA 3.

Le **Tableau IV.2** résume les longueurs de cristaux optimales obtenues avec les conditions citées. Pour l'interaction de type I choisie, les coefficients non linéaires des deux cristaux sont $d_{eff \text{ LBO}} = 0,83 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$ et $d_{eff \text{ BBO}} = 2,01 \text{ pm} \cdot \text{V}^{-1}$. Le coefficient non linéaire du LBO, relativement faible, nécessite d'utiliser de grandes longueurs d'interaction. Le cristal de BBO permet d'obtenir la saturation des étages avec des longueurs plus faibles, du fait de son coefficient non linéaire plus important.

	Étages OPA 1/2	Étage OPA 3
$L_{opt \text{ LBO}}$ (mm)	42	23
$L_{opt \text{ BBO}}$ (mm)	18	10

Tableau IV.2 : Longueurs optimales de cristaux pour les trois étages d'amplification paramétrique selon le type de cristal choisi.

Les acceptances angulaires, spectrales et en température des cristaux au sein des trois étages d'amplification paramétrique ont été estimées (voir les **Figure IV.3** à **Figure IV.6**). Cela est permis par le calcul du gain petit signal en fonction de l'angle d'accord de phase, de la longueur d'onde et de la température. Le **Tableau IV.3** résume les données obtenues pour les deux types de cristaux (*LBO* et *BBO*) avec une géométrie d'interaction colinéaire ($\alpha = 0^\circ$) et non-colinéaire ($\alpha = 2^\circ$). Il est important de souligner que les valeurs d'acceptance sont celles du régime petit signal à la longueur optimale L_{opt} , bien que cette valeur corresponde au régime de gain saturé. Les valeurs d'acceptances sont alors minorées par rapport au cas réel (où un gain plus important mène à de plus grandes acceptances). Les **Figure IV.3** et **Figure IV.5** illustrent les conditions d'accord de phase pour les cristaux de *LBO* et *BBO* respectivement. En s'appuyant sur les résultats issus de la **Figure IV.4**, au sein de l'interaction considérée, le cristal de *LBO* possède une acceptance angulaire proche de $0,1^\circ$, toutefois ce critère diminue lorsque l'angle non-colinéaire augmente (voir la **Figure IV.4a**). Aussi, ce cristal contraint à un travail très proche d'une interaction colinéaire ($|\alpha| < 1^\circ$) sous peine de voir l'acceptance spectrale chuter à des valeurs rédhibitoires (< 10 nm), comme illustré sur la **Figure IV.4b**. Un autre inconvénient porte sur l'acceptance en température, représentée sur la **Figure IV.4c**, pouvant nécessiter une régulation du cristal en environnement de laboratoire assurant le maintien de l'accord de phase. Comme illustré sur la **Figure IV.6c**, le cristal de *BBO* possède une acceptance en température élevée. Son acceptance spectrale est largement suffisante tant que l'angle non-colinéaire est compris entre $-1,5^\circ$ et $1,5^\circ$. Au-delà, l'acceptance spectrale diminue fortement à des valeurs inférieures à 20 nm (voir la **Figure IV.6b**). La **Figure IV.6a** souligne un inconvénient important : une acceptance angulaire relativement faible ($< 0,05^\circ$), imposant une limitation des aberrations du faisceau de pompe et donc un travail avec des faisceaux de diamètres plus importants.

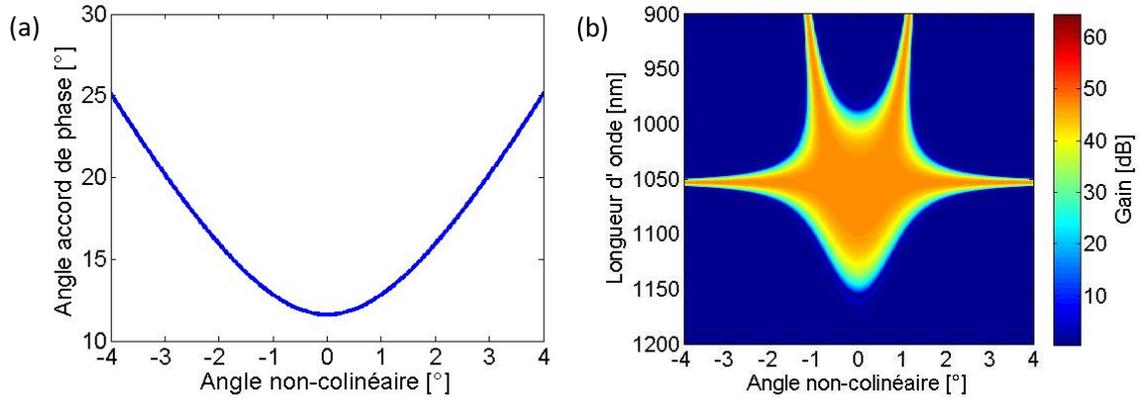


Figure IV.3 : Dans le cas d'une interaction centrée à 1053 nm avec une intensité de pompe $I_{p0} = 0,5 \text{ GW.cm}^{-2}$ et une longueur de *LBO* de 42 mm :
 (a) Angle d'accord de phase en fonction de l'angle non-colinéaire.
 (b) Gain petit signal en fonction de l'angle non-colinéaire.

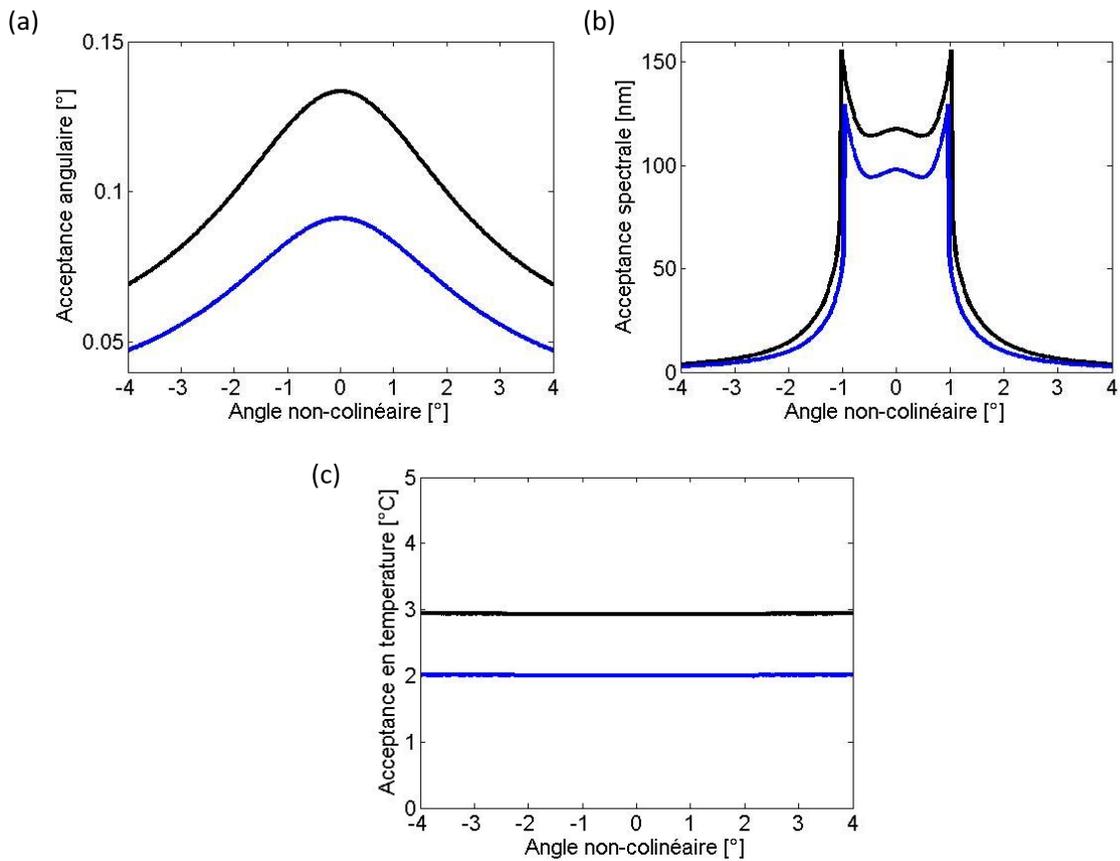


Figure IV.4 : Dans le cas d'une interaction centrée à 1053 nm, (a) acceptance angulaire, (b) acceptance spectrale et (c) acceptance en température en fonction de l'angle non-colinéaire pour les étages OPA 1/2 avec un cristal de *LBO* de 42 mm (courbes bleues) et pour l'étage OPA 3 avec un cristal de *LBO* de 23 mm (courbes noires).

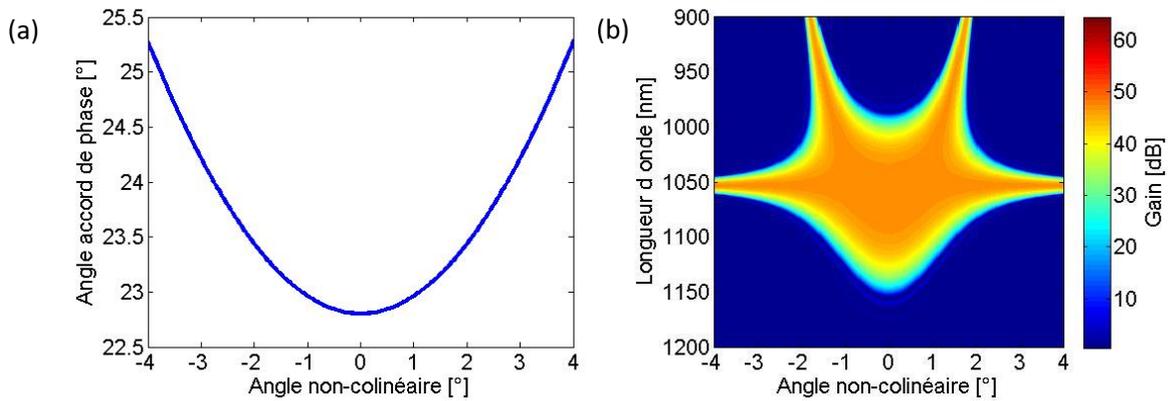


Figure IV.5 : Dans le cas d'une interaction centrée à 1053 nm avec une intensité de pompe $I_{p0} = 0,5 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ et une longueur de *BBO* de 18 mm :
 (a) Angle d'accord de phase en fonction de l'angle non-collinéaire.
 (b) Gain petit signal en fonction de l'angle non-collinéaire.

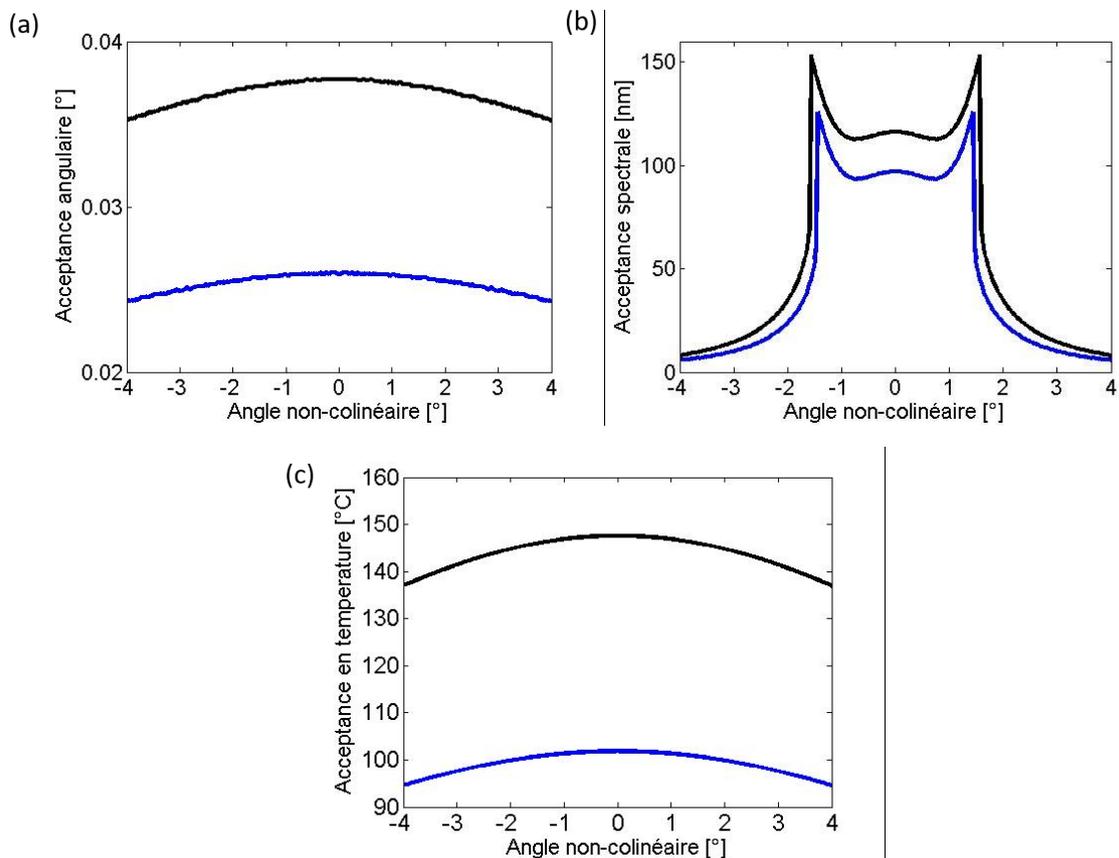


Figure IV.6 : Dans le cas d'une interaction centrée à 1053 nm, (a) acceptation angulaire, (b) acceptation spectrale et (c) acceptation en température en fonction de l'angle non-collinéaire pour les étages OPA 1/2 avec un cristal de *BBO* de 18 mm (courbes bleues) et pour l'étage OPA 3 avec un cristal de *BBO* de 10 mm (courbes noires).

	OPA 1/2 : $L_{opt} = 42$ mm			OPA 3 : $L_{opt} = 23$ mm		
	$\Delta\lambda_{FWHM}$ (nm)	ΔT_{FWHM} (°C)	$\Delta\theta_{FWHM}$ (°)	$\Delta\lambda_{FWHM}$ (nm)	ΔT_{FWHM} (°C)	$\Delta\theta_{FWHM}$ (°)
LBO						
Cas colinéaire $\alpha = 0^\circ$	98	2	0,09	128	3	0,13
Cas non-colinéaire $\alpha = 2^\circ$	10	2	0,07	15	3	0,10
	OPA 1/2 : $L_{opt} = 18$ mm			OPA 3 : $L_{opt} = 10$ mm		
	$\Delta\lambda_{FWHM}$ (nm)	ΔT_{FWHM} (°C)	$\Delta\theta_{FWHM}$ (°)	$\Delta\lambda_{FWHM}$ (nm)	ΔT_{FWHM} (°C)	$\Delta\theta_{FWHM}$ (°)
BBO						
Cas colinéaire $\alpha = 0^\circ$	97	102	0,02	116	147	0,04
Cas non-colinéaire $\alpha = 2^\circ$	23	100	0,02	35	144	0,04

Tableau IV.3 : Acceptances spectrale, angulaire et en température dans les cas colinéaire et non-colinéaire pour les étages OPA 1/2 et l'étage OPA 3 selon l'utilisation de cristaux de LBO ou de BBO. Les données sont issues des Figure IV.4 et Figure IV.6.

Se plaçant en condition d'accord de phase par biréfringence, le phénomène de double réfraction ou « *walk-off* » spatial est à prendre en compte. Il est directement lié à la variation d'indice du milieu non linéaire en fonction de l'angle de propagation de l'onde polarisée selon l'axe extraordinaire, ici la pompe. L'angle de « *walk-off* » ρ est l'angle entre les vecteurs d'onde \vec{k}_p et de Poynting⁶⁷ \vec{S}_p . Cet effet, illustré sur la **Figure IV.7**, provoque un décalage du faisceau de pompe au cours de sa propagation dans le milieu non linéaire et cause la diminution de la longueur utile du cristal. Pour l'accord de phase considéré, l'angle de double réfraction du cristal de *LBO* ($\rho \approx 0,4^\circ$) cause un déplacement de 0,3 mm entre les faisceaux pompe et signal pour 42 mm de longueur de cristal. Le « *walk-off* » associé au cristal de *BBO* ($\rho > 3^\circ$) provoque un déplacement de plus de 0,5 mm entre les faisceaux pompe et signal après 10 mm de propagation. Dans les deux cas, l'utilisation d'un faisceau de pompe de taille supérieure à ces déplacements est préconisée.

Deux configurations se distinguent. Dans le premier cas (voir la **Figure IV.8**), lorsque l'angle entre le signal et l'axe optique est supérieur à l'angle entre la pompe et l'axe optique, le « *walk-off* » peut être compensé. Pour un angle non-colinéaire égal à l'angle de double réfraction ($-\alpha = \rho$), la superposition entre ondes de pompe et signal se voit maintenue tout au long de la propagation. Ce cas est appelé WC, de l'anglais « *walk-off compensation* ». Le cas inverse est appelé NWC pour « *non walk-off compensation* » (voir la **Figure IV.9**) où l'angle entre l'onde signal et l'axe optique est inférieur à l'angle entre l'onde de pompe et l'axe optique.

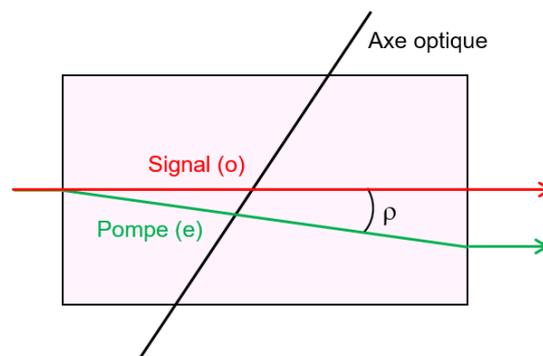


Figure IV.7 : Illustration du phénomène de « *walk-off* » dans un cristal uniaxe⁶⁸. ρ est l'angle de « *walk-off* » et α l'angle de non-colinéarité. La réfraction n'est pas prise en compte pour les tracés.

⁶⁷ Le vecteur de Poynting définit la direction du flux d'énergie de l'onde électromagnétique considérée.

⁶⁸ Des précisions sur cette catégorie de cristal biréfringent sont apportées dans l'**ANNEXE IV-A**.

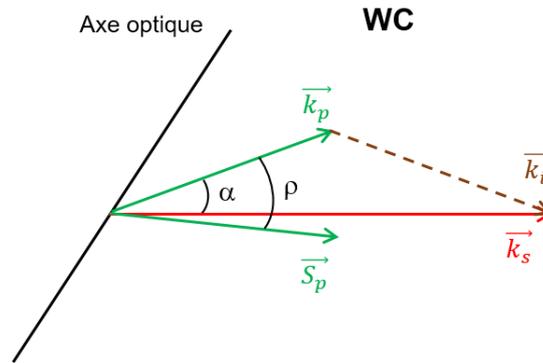


Figure IV.8 : Illustration du phénomène de « walk-off compensation ».

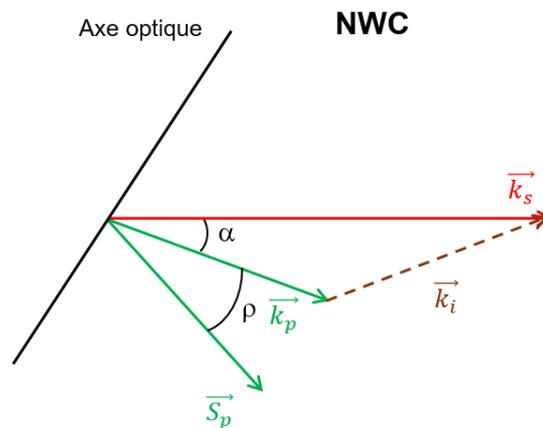


Figure IV.9 : Illustration du phénomène de « non walk-off compensation ».

Comme vu dans le **Tableau IV.2**, afin d'atteindre les objectifs en termes de gain avec des intensités de pompe incidentes autour du $GW.cm^{-2}$, certaines longueurs de cristaux peuvent être nécessaires. La plupart des cristaux ne pouvant pas être fabriqués avec de telles dimensions, une juxtaposition de deux cristaux est possible. L'inconvénient principal reste le nombre élevé d'interfaces cristal/air pouvant être gênant près du seuil d'oscillation paramétrique (voir la **section 2.3**). Quatre configurations sont possibles (WC+WC, NWC+NWC, WC+NWC et NWC+WC⁶⁹). Toutefois, pour le cristal de LBO dans nos conditions d'accord de phase, la littérature démontre que l'acceptance angulaire est meilleure en configuration NWC [31]. Nous retenons une géométrie d'interaction NWC+NWC pour les deux premiers étages d'amplification paramétrique du démonstrateur pilote, l'utilisation de faisceaux de taille suffisamment élevée restant une solution pour améliorer le recouvrement spatial entre les ondes de pompe et signal.

2.3 Effets parasites attendus et solutions

Un certain nombre de phénomènes physiques peuvent potentiellement limiter l'atteinte des performances visées en sortie du démonstrateur pilote. Le dimensionnement effectué précédemment

⁶⁹ Dans les deux derniers cas, les cristaux sont juxtaposés et orientés à 180° l'un par rapport à l'autre, induisant des réfractions de faisceaux opposées.

à ces travaux prend en compte divers effets dont la génération de seconde harmonique parasite, l'amplification du résidu de l'onde fondamentale de pompe et l'oscillation paramétrique optique. Nous synthétisons ci-dessous les conclusions dressées lors de cette phase de dimensionnement.

La génération de seconde harmonique parasite concerne le doublage en fréquence des ondes signal et complémentaire (*idler*) se produisant simultanément à l'amplification paramétrique optique du signal et dégradant significativement l'interaction principale [32]. Pour certaines plages d'angles non-colinéaires, ce phénomène se produit et donne lieu à l'apparition d'ondes parasites à 526,5 nm et 537,5 nm dans les directions des faisceaux signal (1053 nm) et *idler* (1075,2 nm). Concernant le cristal de *LBO*, les angles non-colinéaires compris entre $-0,3^\circ$ et $-0,55^\circ$ sont à éviter. Pour le cristal de *BBO*, cette plage se situe entre $-0,09^\circ$ et $-0,22^\circ$. D'autre part, l'onde de pompe (532 nm) est issue d'un processus de doublage de fréquence au sein du laser de pompe. Un résidu de l'onde fondamentale à 1064 nm peut se propager colinéairement à l'onde de pompe doublée. Selon l'angle de non-colinéarité, cette onde parasite peut se trouver à l'accord de phase et être amplifiée simultanément à l'onde signal. La plage d'angles non-colinéaires à éviter s'étend sur $\pm 0,3^\circ$ pour le *LBO* et sur $\pm 0,5^\circ$ pour le *BBO*. Afin de limiter autant que possible la présence de l'onde fondamentale de pompe, une solution supplémentaire consiste en un filtrage spectral à l'aide de miroirs dichroïques placés comme miroirs de transport le long de la propagation de l'onde de pompe [33]. Une dernière limitation concerne l'oscillation paramétrique. Cet effet correspond au cas où l'une des quelconques ondes générées (signal amplifié, complémentaire généré, résidu du fondamental de pompe) subit deux réflexions successives sur les faces du cristal non linéaire (ou sur une autre optique) et dont la seconde réflexion se trouve à l'accord de phase. Un moyen efficace d'empêcher l'apparition de cet effet repose sur l'utilisation de traitements antireflets. Les deux premiers étages d'amplification paramétrique (*OPA 1* et *2*) étant voués à un gain petit signal plus élevé, un traitement antireflet de bonne qualité (avec un coefficient de réflexion $< 0,1\%$) permet de limiter toute oscillation au sein des cristaux. Il est également possible de tilter les faces des cristaux, un angle suffisant appliqué évite tout recouvrement spatial des réflexions avec le faisceau de pompe. Au vu des tailles de faisceaux définies dans les deux premiers étages, un tilt de quelques degrés doit permettre d'annihiler toute oscillation parasite. Concernant le dernier étage d'amplification paramétrique (*OPA 3*), limité en terme de gain, un traitement antireflet standard (coefficient de réflexion $< 1\%$) apparaît suffisant. Du fait des sections transverses des faisceaux (dépassant le centimètre), il est impossible de tilter suffisamment les faces pour éviter un recouvrement spatial entre les ondes concernées.

3 Réalisation d'un système d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (*OPCPA*)

Les travaux expérimentaux pour le développement du démonstrateur pilote sont réalisés en collaboration avec G. Dalla-Barba (contrat postdoctoral au sein de l'équipe). La **Figure IV.10** présente l'architecture du démonstrateur pilote retenue suite aux résultats du dimensionnement. La **Figure IV.11** schématise le montage expérimental tel que construit regroupant les différentes voies pompe et signal (intitulées *Fp* et *Fs*). Toutes les optiques (miroirs, lames demi-onde, lentilles, polariseurs) sont représentées ainsi que les tubes à vide. La voie signal jusqu'au modulateur acousto-optique (*AOM*) n'est pas à l'échelle par souci de clarté. Un schéma plus détaillé est disponible en **ANNEXE IV-B**. La **Figure IV.12** est une photographie du montage expérimental où se distinguent les éléments de pompe, de source fibrée et d'étages d'amplification paramétrique. A titre indicatif, la globalité du

module pré-amplificateur (sans compter le laser pompe commercial) est contenue sur une table optique large de 2 m et longue de 4 m. Cette troisième section présente la mise en œuvre des faisceaux signal et pompe ainsi que les résultats expérimentaux d'amplification associés à une étude numérique.

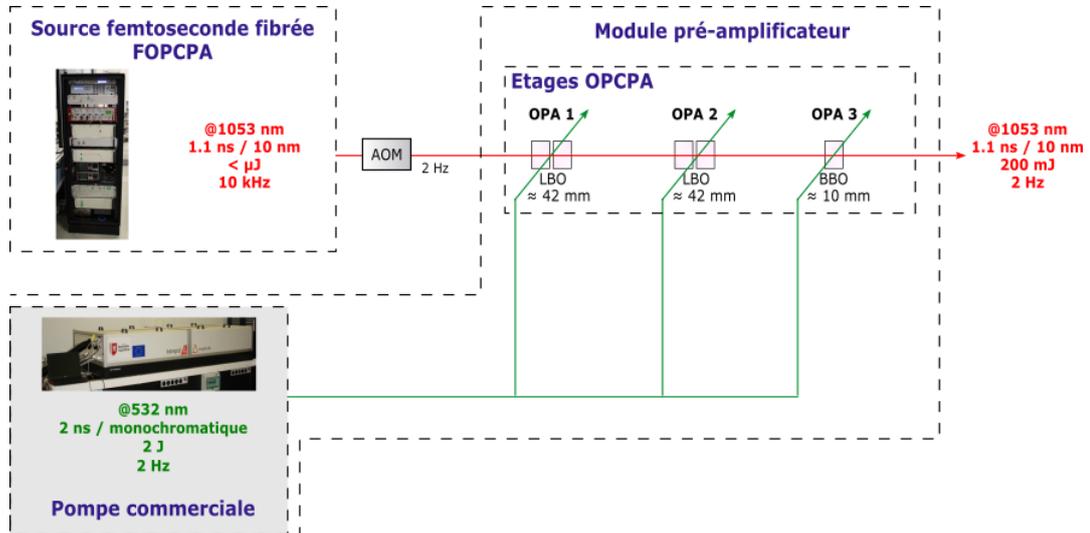


Figure IV.10 : Architecture globale du démonstrateur pilote définie à la suite de l'étude de dimensionnement. (AOM) pour l'anglais *acousto-optic modulator*.

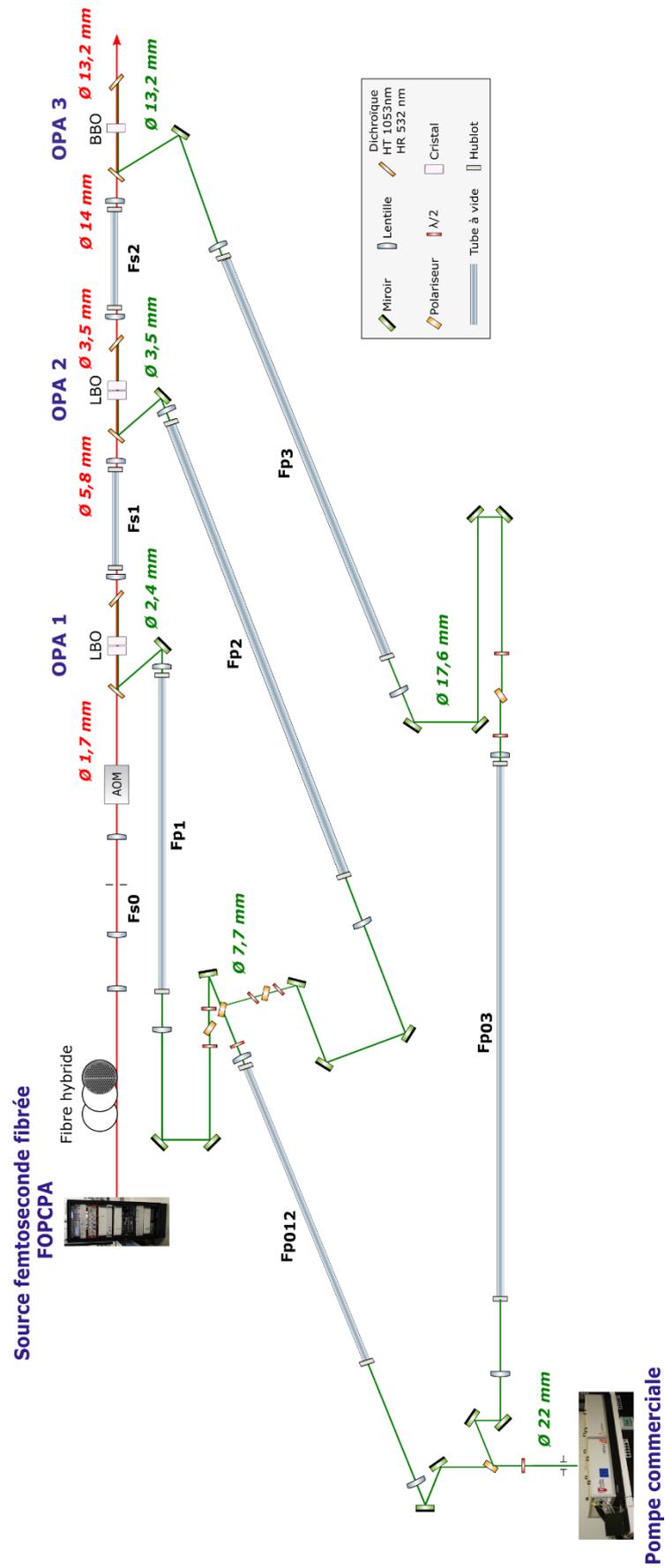


Figure IV.11 : Schéma expérimental du démonstrateur pilote tel que construit. Les différentes voies de pompe (Fp_{012} , Fp_1 , Fp_2 , Fp_{03} , Fp_3) et signal (Fs_0 , Fs_1 , Fs_2) sont indiquées ainsi que les diamètres effectifs des faisceaux dans chaque voie.

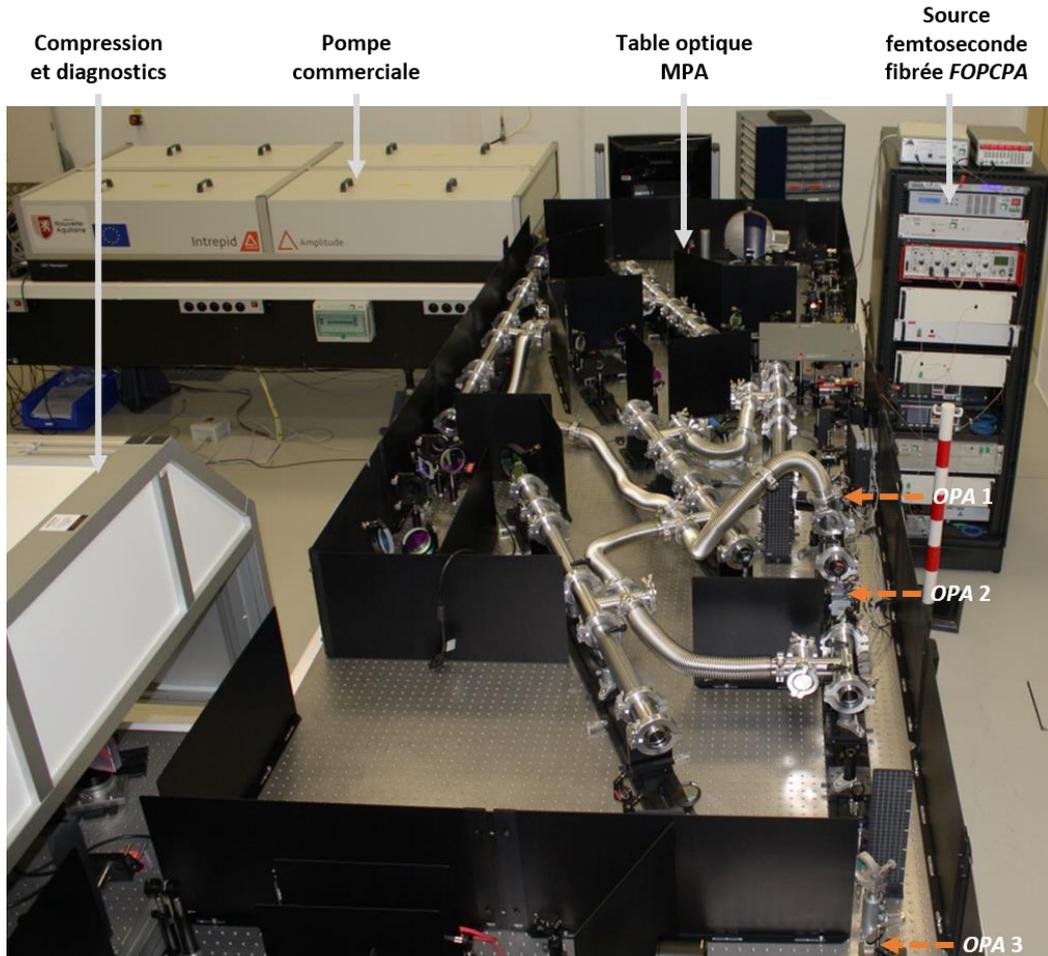


Figure IV.12 Vue d'ensemble du démonstrateur pilote. La position des cristaux de chaque étage paramétrique est indiquée par une flèche orange.

3.1 Architecture générale du démonstrateur pilote

En considérant les diamètres de faisceaux millimétriques au sein des étages *OPA* 1 et 2, un seul des deux cristaux non linéaires (étudiés dans la **section 2.2**) dispose d'une acceptation angulaire suffisante. Les deux premiers étages paramétriques sont alors composés chacun de deux cristaux de *LBO* (fournisseur Cristal Laser), régulés en température à 30°C (via l'utilisation de fours spécialement conçus pour cette application, de référence Eksma CH8), de longueur de $20\text{ mm} \pm 2\text{ mm}$ chacun (plusieurs longueurs de cristal sont commandées) et d'ouverture $10 \times 10\text{ mm}$, à faces parallèles tiltées (5°) et de traitement antireflet $< 0,1\%$ pour les ondes signal et pompe. Afin de profiter d'une meilleure acceptation angulaire [31] et de limiter les défauts de phase spatiale du faisceau de pompe sur l'amplification paramétrique, nous retenons une configuration NWC+NWC. L'interaction non-colinéaire est choisie avec un angle entre les faisceaux pompe et signal compris entre $0,3$ et 1° . La valeur minimale est imposée par la suppression de l'amplification du résidu de l'onde fondamentale de pompe. Aussi, l'encombrement expérimental préconise un angle minimum permettant la séparation spatiale de l'onde *idler*. La valeur maximale est déterminée par la baisse drastique de l'acceptance spectrale au-dessus de 1° d'angle non-colinéaire. Du fait des diamètres de faisceaux centimétriques au sein de l'étage *OPA* 3, le critère d'acceptation angulaire peut être revu à la baisse. Nous favorisons le milieu non linéaire nécessitant le moins de longueur possible (réduction du coût).

Le dernier étage paramétrique est alors composé d'un cristal de *BBO* (fournisseur Coherent) de longueur de $10\text{ mm} \pm 2\text{ mm}$ et d'ouverture $15 \times 15\text{ mm}$, à faces parallèles et de traitement antireflet $< 1\%$ pour les ondes signal et pompe. L'interaction non-colinéaire est choisie avec un angle entre les faisceaux de pompe et signal compris entre $0,5$ et $1,5^\circ$. Les valeurs minimales et maximales sont limitées pour des raisons similaires à celle du cristal de *LBO*. Les cristaux utilisés sont taillés par les fabricants de manière à travailler en incidence normale.

Concernant les deux premiers étages, deux cristaux de *LBO* sont juxtaposés en configuration NWC+NWC avec le point de superposition des ondes signal et pompe entre les deux cristaux. D'un point de vue plus expérimental, la **Figure IV.13** illustre l'implémentation de l'étage *OPA 1* avec la séparation spatiale de l'onde *idler* et un filtrage spectral de l'onde de pompe à l'aide d'un miroir dichroïque (le même principe est utilisé au sein des étages *OPA 2* et *3*). La **Figure IV.14** schématise l'orientation du cristal de *BBO* et des ondes incidentes au sein de l'étage d'amplification paramétrique *OPA 3*.

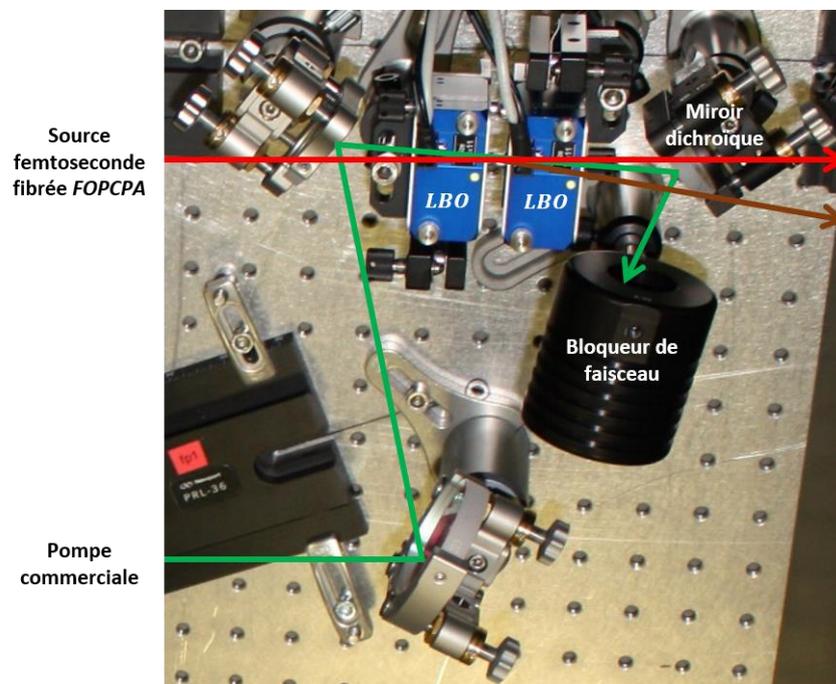


Figure IV.13 : Configuration de l'étage paramétrique *OPA 1*. Les ondes signal, pompe et *idler* sont indiquées par les flèches de couleur rouge, verte et marron. Les cristaux de *LBO* sont installés dans des fours (rectangles bleus).

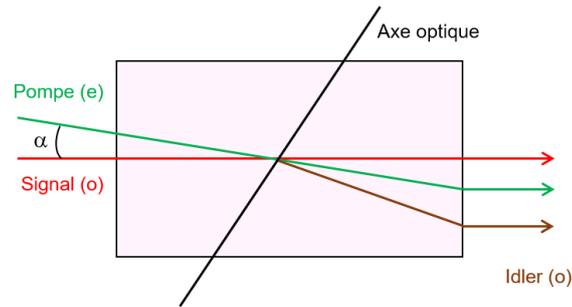


Figure IV.14 : Orientation du cristal de *BBO* et des ondes incidentes au sein de l'étage d'amplification OPA 3. L'angle non-colinéaire α doit être compris entre 0,5 et 1,5°. La réfraction n'est pas prise en compte pour les tracés.

3.2 Mise en forme des faisceaux signal et pompe

Avant l'amplification, le faisceau signal issu de la source femtoseconde fibrée est filtré spatialement afin d'éliminer les rebonds présents de part et d'autre du cœur injecté de la fibre hybride. Comme vu dans le **chapitre 3**, ces rebonds correspondent à l'étalement du mode dans les plots de silice dopés Ge et ne présentent pas un fort caractère de maintien de polarisation. Un modulateur acousto-optique réduit ensuite la cadence de l'onde signal de 10 kHz à 2 Hz et certaines composantes spectrales indésirables sont retirées à l'aide d'un filtrage spectral. Des afocaux assurent le grandissement et l'imagerie des faisceaux signal et pompe. Nous décrivons ces diverses étapes dans les sous-sections suivantes.

3.2.1 Filtrage spatial et réduction en cadence du faisceau signal

A la sortie du tronçon de fibre hybride, le faisceau signal est collimaté à l'aide d'une lentille asphérique associée à une base opto-mécanique de type Nanomax. Le faisceau est ensuite rétréci à l'aide d'un afocal (noté FS_0) de manière à s'adapter à la surface active (1,5 mm) du modulateur acousto-optique (de référence AA-Optoelectronic MPDA80-A1.5-1064) situé en aval. Le filtrage spatial des rebonds du profil modal est réalisé dans l'afocal FS_0 à l'aide d'un trou dur. Le **Figure IV.15** illustre le schéma optique du filtrage spatial du faisceau signal et présente le profil spatial mesuré dans le plan du modulateur acousto-optique, en sortie de l'afocal FS_0 . Expérimentalement, la position de la lentille FS_{0_out} est réglée de sorte que le « *waist* » du faisceau se situe dans le plan du modulateur acousto-optique. Les distances focales des lentilles implémentées sur le montage expérimental sont présentées en **ANNEXE IV-C**.

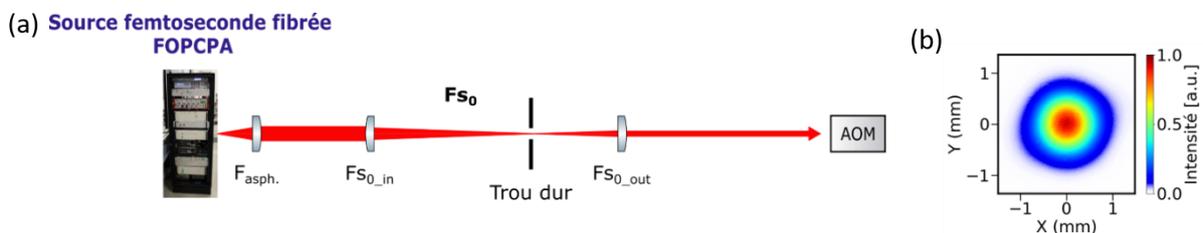


Figure IV.15 : (a) Montage optique de mise en forme spatiale du faisceau signal. $F_{asph.}$ désigne la lentille asphérique, FS_{0_in} et FS_{0_out} les lentilles d'entrée et de sortie de l'afocal FS_0 .

(b) Profil spatial mesuré en sortie de l'afocal FS_0 , dans le plan de l'AOM.

Le profil du faisceau signal ayant une distribution d'intensité gaussienne, nous ne considérons pas nécessaires plusieurs relais d'image successifs entre la sortie de la fibre hybride et l'AOM et entre l'AOM et l'étage OPA 1. La **Figure IV.16** illustre les profils spatiaux du faisceau signal aux ordres 0 et 1 après diffraction au sein du modulateur acousto-optique, mesurés dans le plan d'imagerie du premier étage OPA. Ces mesures attestent d'une bonne conservation de la qualité spatiale du faisceau diffracté.

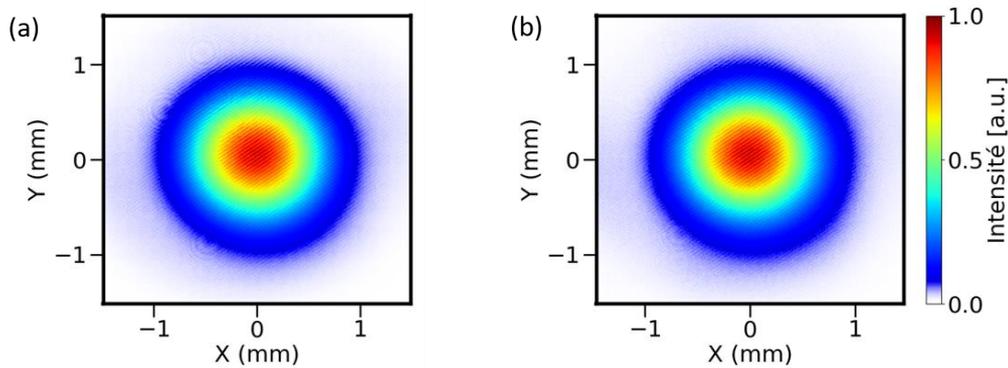


Figure IV.16 : Profils spatiaux (a) du faisceau non diffracté à l'ordre 0 et (b) du faisceau diffracté à l'ordre 1, mesurés en sortie de l'AOM dans le plan d'imagerie de l'étage d'amplification OPA 1.

3.2.2 Filtrage spectral et imagerie du faisceau signal

Au sein de la source femtoseconde fibrée⁷⁰, une injection des ondes signal (issues de l'oscillateur femtoseconde fibré) et pompe (issues de la pompe nanoseconde fibrée) selon l'axe lent de la fibre hybride est fixée, nécessitant une longueur d'onde de pompe à 1029 nm. Comme vu dans les résultats d'amplification (**section 3.3**) du **chapitre 3**, le spectre obtenu en sortie de fibre hybride contient le spectre du signal amplifié large de 10 nm centré à 1053 nm mais aussi les composantes spectrales de la pompe non convertie et de l'*idler* (centré autour de 1006 nm). De plus, à la puissance de pompe définie (1 kW), la diffusion Raman est présente aux alentours de 1075 nm. Ces composantes spectrales indésirables peuvent se trouver à l'accord de phase du fait de la tolérance spectrale élevée des étages paramétriques (de l'ordre de 100 nm) et sont alors fortement atténuées à l'aide d'un filtre passe-bande centré à 1053 nm de 10 nm de largeur à mi-hauteur. La **Figure IV.17a** présente le spectre optique en sortie de la source femtoseconde fibrée avant et après ajout du filtre. Les mesures sont effectuées à l'aide d'un analyseur de spectre optique (de référence Yokogawa AQ6370B). Le ratio entre le pic de pompe (centré à 1029 nm, courbe rouge) et la bande signal amplifiée après filtrage spectral (centrée à 1053 nm, courbe noire) rend compte d'une atténuation de plus de 60 dB. Aucun résidu à 1030 nm n'est observé expérimentalement, révélant une atténuation suffisante pour notre utilisation. Le spectre du signal amplifié est légèrement impacté, rendant sa largeur spectrale inférieure à 10 nm à mi-hauteur.

⁷⁰ Pour rappel de l'architecture optique de la source femtoseconde fibrée FOPCPA se référer à la **Figure III.42** du **chapitre 3**.

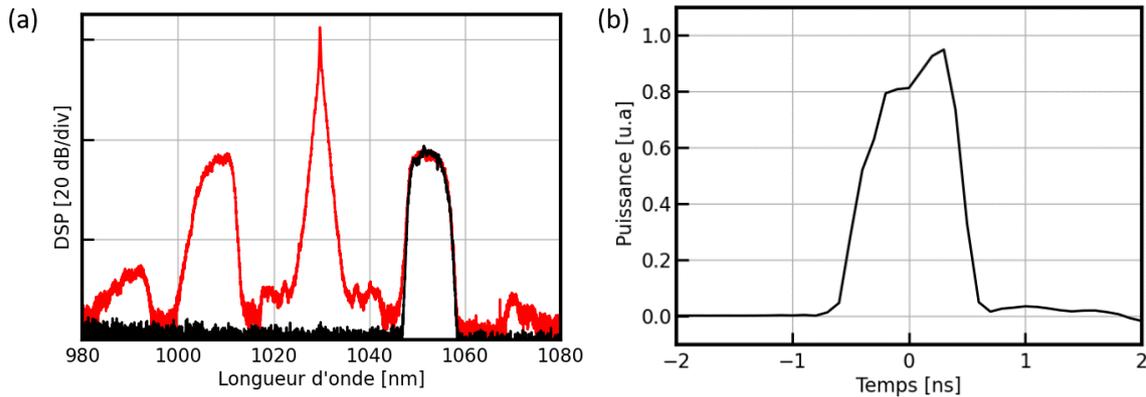


Figure IV.17 : (a) Spectres optiques en sortie du tronçon de fibre hybride (ligne rouge) et avec l'ajout d'un filtre spectral passe-bande centré à 1053 nm (ligne noire) pour une longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$ et une puissance crête de pompe $P_p = 1 \text{ kW}$. Les faisceaux signal et pompe (de la source femtoseconde fibrée) sont injectés selon l'axe lent. (b) Impulsions signal après l'étape de filtrage spectral.

Du fait de l'étirement temporel du signal, la durée d'impulsion est affectée par le filtrage spectral. A la suite de cette étape de filtrage (placée en aval du modulateur acousto-optique), la durée du signal est réduite à environ 0,9 ns, comme vu sur la **Figure IV.17b**. Les profils temporels sont obtenus (ici et dans la suite) à l'aide d'un ensemble photodiode-oscilloscope (de référence Lecroy Waverunner 8404) de bande passante de 4 GHz.

La **Figure IV.18** résume la mise en forme du faisceau signal au sein du système de démonstrateur pilote. Le faisceau est d'abord filtré spatialement puis envoyé au sein d'un modulateur acousto-optique, comme vu sur la **Figure IV.15**. Doté d'un profil gaussien, le faisceau est transporté sans utilisation de relai d'image jusqu'au premier étage OPA. Un faisceau de 1,7 mm de diamètre, au sein de l'étage OPA 1, permet à la fois d'optimiser la mise en forme spatiale par la saturation du gain (dans les étages supérieurs) et de réduire le niveau de fluorescence paramétrique au centre du faisceau dans cet étage. Le faisceau de pompe étant plus large, il sera nécessaire de vérifier l'impact du potentiel anneau de fluorescence paramétrique émis sur les bords du faisceau sur le contraste temporel en sortie de démonstrateur. L'intensité de l'onde signal ayant été surévaluée durant la phase de dimensionnement (environ d'un facteur 10, du fait principalement des pertes dues aux filtrages spectral et spatial), le gain du premier étage d'amplification n'atteint plus la saturation. Un relai d'image entre les étages OPA 1 et 2 n'est pas nécessaire, la distribution d'intensité étant censée rester gaussienne. Les défauts de la pompe ont toutefois tendance à déformer le profil spatial du signal amplifié. A ce jour l'encombrement mécanique sur la table optique entre les deux étages d'amplification concernés ne permet pas à la fois d'obtenir le grandissement désiré et un relai d'image imageant le faisceau au centre des cristaux de LBO du second étage. Un relai d'image n'est donc pas présent à la sortie du premier étage et ceci n'a pas semblé délétère aux performances d'amplification de l'étage OPA 2. Entre les deux derniers étages d'amplification paramétrique, la présence d'un relai d'image est indispensable, la saturation déformant le profil spatial du signal. L'afocal F_{S2} réalise un relai d'image, la face de sortie du dernier cristal de LBO de l'étage OPA 2 est prise comme référence. A l'entrée de l'étage OPA 2, le diamètre du faisceau signal (5,8 mm) est pris plus large que celui du faisceau de pompe. Cette valeur est tronquée par le diamètre du faisceau pompe à 3,5 mm lors de l'amplification paramétrique. Il en est de même au sein de l'étage OPA 3, où le faisceau est réduit de

14 à 13,2 mm après amplification. Le **Tableau IV.C 1** de l'**ANNEXE IV-C** résume les informations concernant les éléments optiques d'imagerie du faisceau signal.

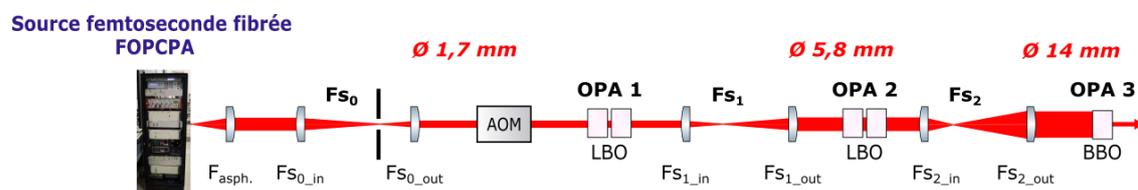


Figure IV.18 : Imagerie du faisceau signal au sein du démonstrateur pilote. FS_{0_in} et FS_{0_out} désignent les lentilles d'entrée et de sortie de l'afocal FS_0 . Il en est de même pour les afocaux FS_1 et FS_2 .

3.2.3 Imagerie du faisceau pompe

La **Figure IV.19** schématise l'imagerie du faisceau pompe au sein du démonstrateur pilote avec les dimensions théoriques du faisceau à chaque étape de propagation. Le plan d'imagerie de référence est situé sur la face de sortie du cristal doubleur dans le laser de pompe. Le faisceau de pompe « *top-hat* » spatial de section circulaire de 22 mm de diamètre délivré en sortie du laser est divisé en trois voies, chacune dirigée vers un étage d'amplification paramétrique. La position des afocaux est réglée afin d'imager la face de sortie du cristal doubleur de fréquence du laser de pompe dans chacun des étages OPA avec des diamètres de 2,4 mm (OPA 1), 3,5 mm (OPA 2) et 13,2 mm (OPA 3). Les distances focales des différentes lentilles associées aux diamètres des faisceaux théoriques à chaque étape de propagation sont répertoriées dans le **Tableau IV.C 2** en **ANNEXE IV-C**. La collimation mesurée à l'aide d'une lame de Shearing à la sortie du laser de pompe est aussi présentée sur la **Figure IV.19**. Cette caractérisation démontre la mauvaise qualité de la phase spatiale (défaut connu des lasers Nd :YAG) ainsi que des défauts de collimation. Un dimensionnement adapté basé sur une acceptation angulaire élevée des cristaux non linéaires permet de diminuer l'impact des défauts de phase sur les conditions d'accord de phase. Plusieurs interventions de maintenance du système de pompe n'ont pas permis d'améliorer ce profil de collimation.

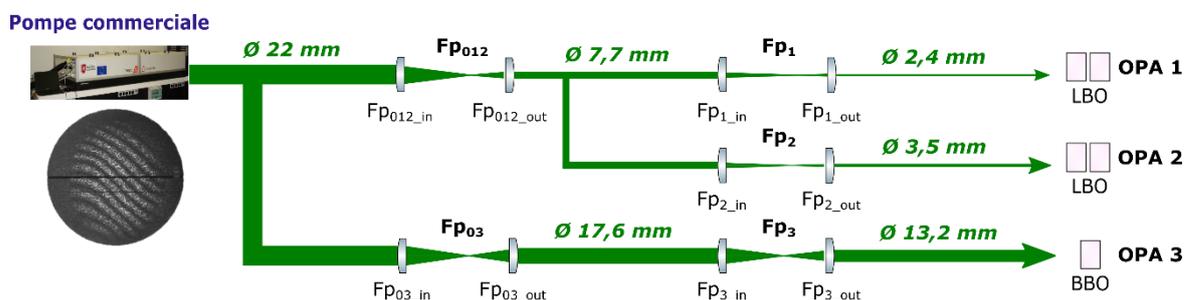


Figure IV.19 : Imagerie du faisceau pompe au sein du démonstrateur pilote. Fp_{012_in} et Fp_{012_out} désignent les lentilles d'entrée et de sortie de l'afocal Fp_{012} . Il en est de même pour les afocaux Fp_1 , Fp_2 , Fp_03 , et Fp_3 . Le profil d'interférences en sortie du laser de pompe, réalisé avec une lame de Shearing est également présenté.

Par ailleurs, du fait des intensités mises en œuvre, une limitation concernant le claquage laser dans l'air à chaque point focal intervient. Nous déterminons les seuils d'intensité critique à partir de la

référence [34]. Par exemple, pour des impulsions de 1,8 ns centrées en 532 nm et un diamètre focal approchant 80 μm , le seuil d'intensité se situe aux alentours de $10^{11} \text{ W.cm}^{-2}$. En tenant compte de l'intensité des faisceaux (après calculs des diamètres des faisceaux en chaque point focal), plusieurs points critiques dépassant les seuils d'intensité sont déterminés. Des tubes à vide sont alors implémentés sur chaque afocal du faisceau de pompe et au sein des afocaux FS_1 et FS_2 sur la voie signal. Le niveau de vide visé se situe autour de 10^{-3} mbar [35], valeur permettant de se placer au-dessous du seuil critique en intensité et évitant toute dégradation du faisceau. Les hublots (en entrée et sortie de chaque tube) sont tiltés à $2,5^\circ$ et orientés de manière antiparallèle, précautions minimisant les réflexions parasites. La **Figure IV.12** rend compte de l'encombrement ajouté au montage optique par ces tubes à vide modulables.

3.3 Résultats d'amplification paramétrique optique

Après diverses étapes de mises en forme spectrales, spatiales et temporelles des faisceaux signal et pompe, l'objectif repose sur l'amplification des impulsions femtosecondes (étirées et pré-amplifiées précédemment au sein de l'étage *FOPCPA*) au sein de trois étages *OPCPA*.

3.3.1 Réglages en recouvrement spatial et temporel, en énergie et en polarisation

En premier lieu, les interactions paramétriques sont basées sur la synchronisation temporelle et le recouvrement spatial des ondes signal et pompe au sein des trois étages d'amplification. La synchronisation temporelle du système repose sur l'horloge générée par le train d'impulsions de l'oscillateur femtoseconde fibré. Un second signal d'horloge (synchrone au premier) est produit via un générateur de délai et distribué au reste du montage. Cela permet de piloter la réduction en cadence à 2 Hz ainsi qu'un second générateur de délai propre au laser de pompe (activant notamment l'inversion de population dans les milieux amplificateurs Nd:YAG). Des lignes à retard sont implémentées sur chaque voie de pompe permettant d'ajuster la synchronisation des ondes sur une plage nanoseconde (à raison de 30 ps par centimètre d'allongement de la ligne à retard) au sein de chaque étage d'amplification. En pratique, l'imagerie dimensionnée tient compte des lignes à délais et chaque modification de la distance parcourue par l'onde de pompe n'entraîne pas un nouveau réglage des afocaux (conservation de l'imagerie dans les plans des cristaux). Dans le domaine spatial, une superposition est aussi nécessaire tout au long de la propagation des faisceaux dans les cristaux. Un autre point essentiel concerne la polarisation des faisceaux incidents, comme vu dans la **section 2.3 du chapitre 2**, pour l'interaction de type I considérée, les ondes signal et *idler* sont polarisées selon l'axe ordinaire des cristaux et l'onde de pompe selon l'axe extraordinaire. Des couples lame demi-onde – polariseur sont implémentés tout au long de la propagation de l'onde de pompe. L'utilisateur peut définir l'énergie incidente à chaque étage *OPA* (la polarisation non désirée est envoyée dans un bloqueur de faisceau) tout en s'assurant d'un état de polarisation correct. La **Figure IV.20** schématise la capacité de réglages des voies de pompe en termes de répartition en énergie, réglages de polarisation et de synchronisation. La polarisation de l'onde signal est réglée en sortie de fibre hybride.

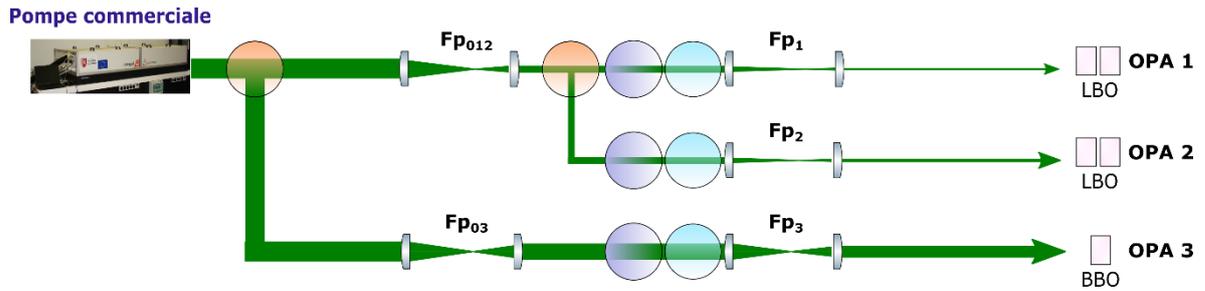


Figure IV.20 : Réglages des faisceaux de pompe en termes de répartition en énergie (cercle orange), réglages en énergie et en polarisation (cercle violet) et synchronisation (cercle bleu).

3.3.2 Caractérisation du laser de pompe

Le faisceau de pompe (obtenu en sortie du laser commercial *Intrepid*) est collimaté et imagé au sein de chaque étage d'amplification paramétrique de manière à avoir un éclairement de profil spatial « *top-hat* » sur les cristaux. La durée d'impulsion est fixée à 2 ns à mi-hauteur, comme vu sur la **Figure IV.21**. Une durée de pompe supérieure à celle du signal garantit un recouvrement temporel lors de l'interaction paramétrique malgré les effets de gigue temporelle (évalué à 200 ps crête à crête). La durée de l'onde de pompe est ajustable et des études sur le contraste temporel pourront être menées en réduisant par exemple cette durée en vue d'abaisser la fluorescence paramétrique. Une forme temporelle de 1,5 ns est disponible pour de futures expériences.

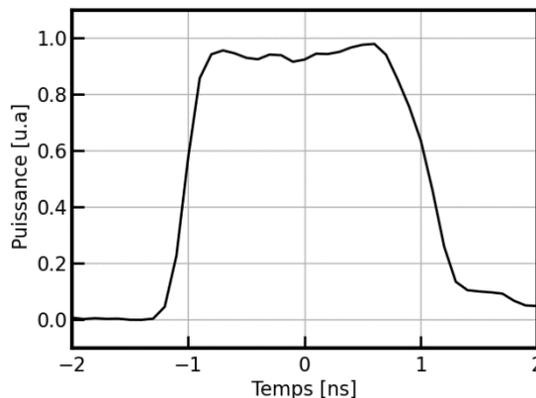


Figure IV.21 : Impulsion pompe à la sortie du laser commercial.

La **Figure IV.22** représente la distribution spatiale d'intensité du faisceau de pompe dans les plans d'imagerie des étages *OPA 1* et *2*. Concernant l'étage *OPA 3*, une limitation sur la taille du capteur de la caméra d'acquisition ne nous permet pas d'obtenir un profil spatial entier dans le plan d'imagerie sans mettre en œuvre un système optique de reprise d'image. Le diamètre du faisceau est toutefois proche de 13,2 mm au niveau de cet étage d'amplification. Dans chaque cas, les distributions d'intensité des faisceaux sont homogènes. Nous rattachons globalement les points diffractant à la présence de poussières sur les densités optiques utilisées devant la caméra d'acquisition. Nous assimilons le point diffractant situé proche du bord du faisceau sur le second profil à un défaut présent sur la voie de pompe *OPA 2*. La fluctuation d'énergie du laser se situe autour de 2% *RMS* aussi bien en sortie du laser de pompe qu'au niveau des cristaux non linéaires. Cette valeur est obtenue à la suite de plusieurs maintenances du système laser commercial.

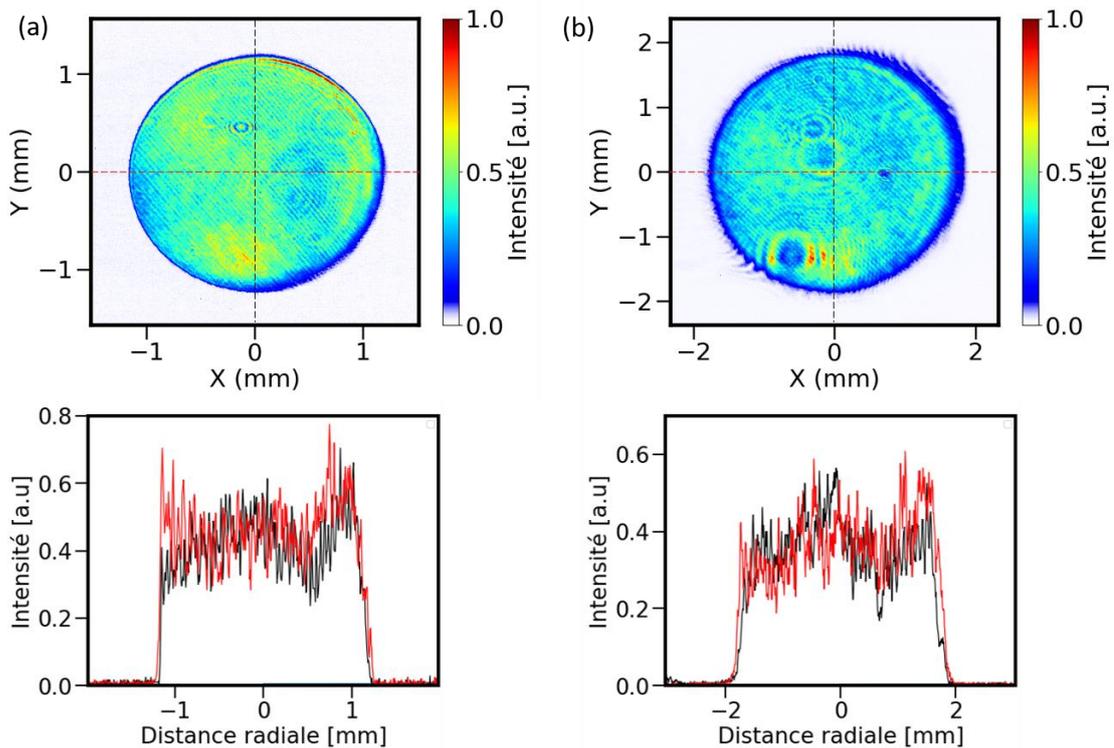


Figure IV.22 : Profils spatiaux et coupes transversales du faisceau de pompe (a) dans le plan d'imagerie OPA 1 et (b) dans le plan d'imagerie OPA 2. Les coupes transversales noires et rouges correspondent aux coupes selon les lignes pointillées verticales et horizontales.

3.3.3 Etudes numériques et expérimentales d'amplification paramétrique optique

Expérimentalement, après les étapes de mises en forme, le faisceau signal (issu de la source femtoseconde fibrée) est collimaté au sein du premier étage d'amplification paramétrique avec une énergie de 50 nJ soit environ 8 dB de pertes (dues à la transmission du modulateur acousto-optique ainsi qu'aux filtrages spectral et spatial) par rapport à l'énergie obtenue à la suite de l'amplification paramétrique optique fibrée. L'intensité signal est évaluée à $2 \text{ kW} \cdot \text{cm}^{-2}$ à l'entrée de l'étage OPA 1. Du fait d'une intensité surévaluée lors de la phase de dimensionnement et des longueurs de cristaux disponibles au laboratoire, le choix se porte sur une longueur de cristal de 44 mm. Une énergie de pompe de 45 mJ (soit une intensité de $0,5 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour le diamètre considéré) permet d'atteindre un gain autour de 30 dB et une énergie de l'ordre de la centaine de microjoules pour les impulsions signal. Au sein du second étage d'amplification, une énergie de pompe de 100 mJ (soit une intensité de $0,5 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour le diamètre considéré) est nécessaire pour l'obtention d'une énergie par impulsion signal autour de 5 mJ (soit une intensité de $3,2 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour le diamètre considéré) avec une longueur de 40 mm de LBO. Du fait de l'encombrement mécanique en sortie de l'étage OPA 2 et de l'angle non-colinéaire utilisé, les faisceaux signal et *idler* ne parcourent pas une distance suffisante pour être séparés. Un filtre spectral passe-bande centré en 1050 nm est alors utilisé. La **Figure IV.23** présente le spectre en sortie de l'étage OPA 2 avant et après l'étape de filtrage spectral. Le spectre est impacté en terme de largeur et réduit à moins de 7 nm à mi-hauteur. Les profils spectraux ici et dans la suite sont caractérisés par un spectromètre (de référence AVANTES AvaSpec-ULS2048XL) couvrant la gamme spectrale 860-1160 nm.

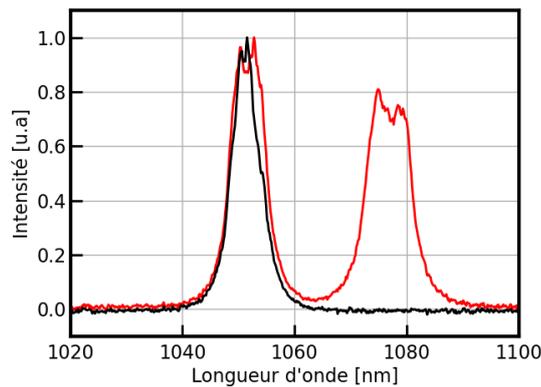


Figure IV.23 : Spectres optiques en sortie de l'étage d'amplification *OPA 2* (ligne rouge) et avec l'ajout d'un filtre spectral passe-bande centré à 1050 nm (ligne noire).

Enfin, dans le dernier étage d'amplification, des impulsions signal aux alentours de 200 mJ sont mesurées pour une énergie de pompe de 1,2 J (soit une intensité de $0,4 \text{ GW} \cdot \text{cm}^{-2}$ pour le diamètre considéré) et un cristal de *BBO* de 12 mm. La **Figure IV.24** présente les profils spectraux acquis tout au long de l'amplification des impulsions signal. Les spectres sont mesurés en sortie de démonstrateur pilote selon les étages d'amplification pompés. Du fait de la présence du filtre spectral (non centré en 1053 nm), disposé en sortie d'*OPA 2*, la longueur d'onde centrale est décalée vers les courtes longueurs d'onde, autour de 1051 nm. Via la saturation du gain, un élargissement spectral est présent dès le second étage d'amplification (courbe verte de la **Figure IV.24**). Le spectre s'élargit jusqu'à plus de 8 nm (précisément 8,3 nm à mi-hauteur) en sortie du démonstrateur pilote. En comparaison au rendement usuel (autour de 20% pour l'onde signal) des systèmes sous architecture *OPCPA* [8,20], l'efficacité de conversion obtenue ici (de l'ordre de 15%) est parfaite par l'optimisation de divers réglages dont notamment les réductions de la durée de l'impulsion de pompe et des pertes par filtrage spectral.

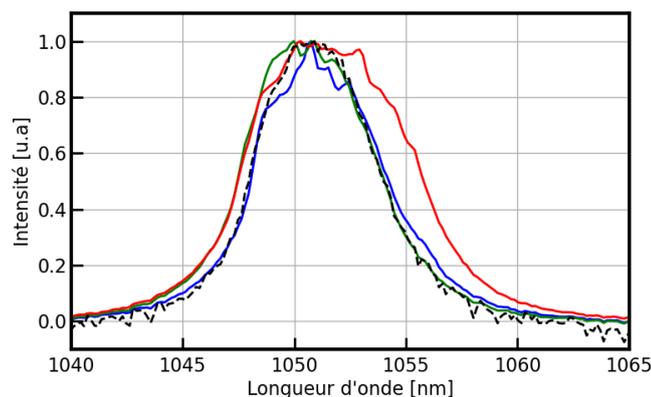


Figure IV.24 : Spectres optiques du signal sans amplification (ligne noire en pointillés), et avec amplification en sortie des étages *OPA 1* (ligne bleue), *OPA 2* (ligne verte) et *OPA 3* (ligne rouge).

La **Figure IV. 25** illustre le profil spatial du faisceau signal amplifié en sortie du démonstrateur pilote. La **Figure IV.26** regroupe les profils spatiaux et les coupes transversales du faisceau signal acquis

après chaque étage d'amplification. Chaque profil spatial est mesuré au sein du même diagnostic en sortie de démonstrateur pilote. Les diamètres des faisceaux ne correspondent pas aux diamètres réels en chaque point d'imagerie (*OPA* 1, 2 et 3) mais aux diamètres dans le plan *OPA* 3. Nous rapprochons la présence du cadre blanc sur le contour des profils spatiaux aux bordures du cristal de *BBO*. En soutien aux développements expérimentaux, le code de simulation développé lors de l'étude de dimensionnement a été mis à jour par G. Dalla-Barba avec l'implémentation des résolutions spatiales et spectrales. En partant de l'architecture du démonstrateur pilote, le code de simulation détermine les indices propres à chaque onde à partir des équations de Sellmeier ainsi que le terme d'accord de phase (via l'équation IV.1) selon les conditions de non-colinéarité établies puis résout le système d'équations de propagation des champs couplés. Il permet de prédire l'évolution spatiale et spectrale de l'onde signal au cours de sa propagation au sein des trois étages d'amplification paramétrique. La répartition en énergie de pompe sur chaque étage d'amplification paramétrique est réglée de manière à atteindre la saturation dès le second étage *OPA*, avec conservation des autres paramètres (énergie signal incidente et longueurs de cristaux effectives dans chaque étage). Dans sa version actuelle, le code surestime le gain de quelques dizaines de pourcents par rapport aux conditions expérimentales. Des différences entre les profils spatiaux/temporels simulés (« *top-hat* » parfaits) et réels de l'onde de pompe conduisent à une surestimation de l'intensité de pompage (de l'ordre de 10% dans le domaine temporel et jusqu'à 30% dans le domaine spatial selon l'étage *OPA*). Une voie d'amélioration consisterait à implémenter les profils expérimentaux directement dans le code. La **Figure IV.27** décrit les distributions en intensité spectrales et spatiales (le spectre de l'impulsion est encodé sur l'axe vertical et le profil spatial sur l'axe horizontal) ainsi que l'allure des profils spatiaux simulés du faisceau signal de l'entrée jusqu'à la sortie du démonstrateur pilote. En terme de profil spatial, la comparaison expérience/simulation est satisfaisante. Au sein de l'étage *OPA* 1, le profil spatial reste d'allure gaussienne, le gain n'étant pas saturé. Cela implique une amplification particulièrement sensible aux fluctuations d'énergie du laser de pompe. Ensuite, une déformation de la distribution d'intensité par la saturation du gain apparaît dans les deux derniers étages. L'apparition de bords francs sur les profils spatiaux en témoigne. En sortie de l'étage *OPA* 2, une zone creuse est observée à la fois expérimentalement et numériquement. De fait, en partant d'un faisceau de pompe de type « *top-hat* » et d'un faisceau signal d'allure gaussienne, le centre du faisceau signal va saturer plus rapidement que les bords et conduire au processus de régénération de l'onde de pompe (assimilé à un creux). Finalement en sortie de l'étage *OPA* 3, la distribution s'approche expérimentalement d'une allure de type « *top-hat* », le gain étant plus faible dans le dernier étage. La **Figure IV.28** illustre l'évolution de l'énergie des impulsions pompe (ligne verte) et signal (ligne rouge) lors de leur propagation au sein des cristaux non linéaires. En partant d'une impulsion signal de 50 nJ, un gain de l'ordre 70 dB permet d'obtenir une énergie proche de 265 mJ en sortie du système d'amplification.

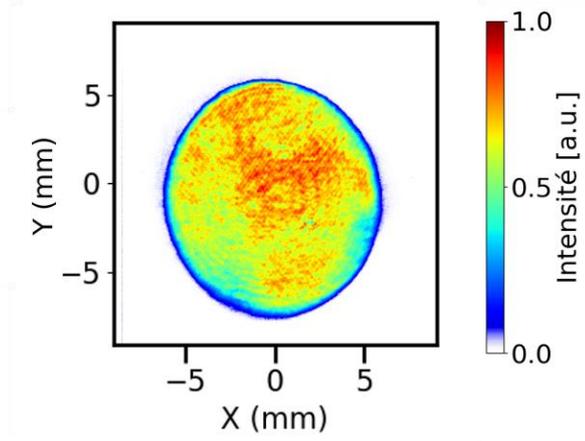


Figure IV. 25 : Profil spatial du faisceau signal amplifié en sortie de l'étage OPA 3.

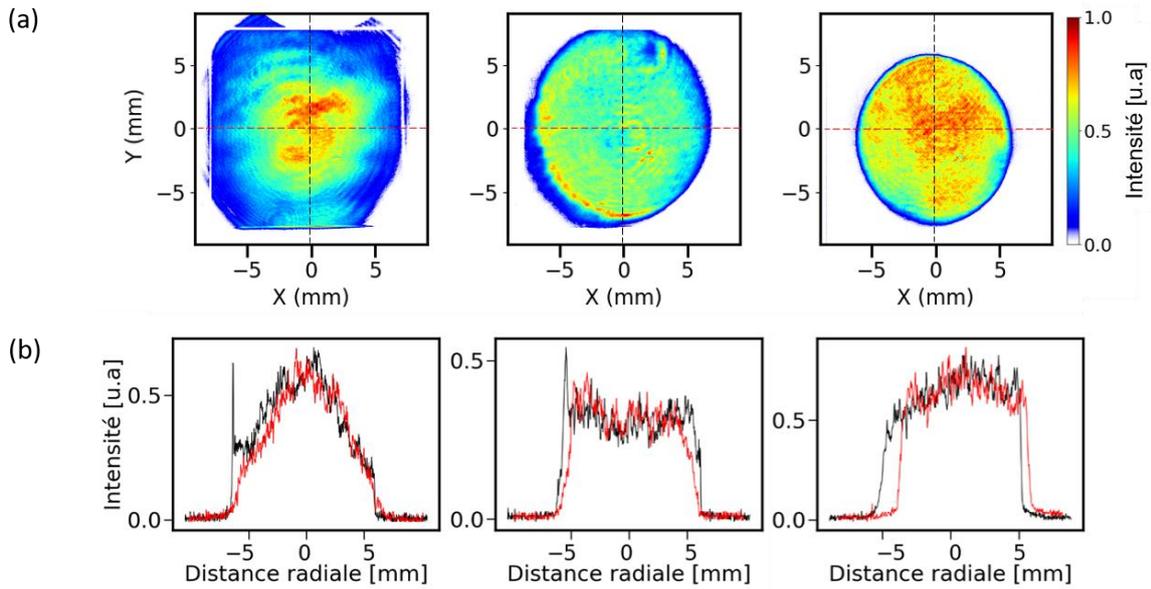


Figure IV.26 : (a) Profils spatiaux et (b) coupes transversales expérimentaux du faisceau signal à la sortie des étages *OPA 1*, *OPA 2* et *OPA 3* successivement. Sur la partie (b), les coupes transversales noires et rouges correspondent aux coupes selon les lignes pointillées verticales et horizontales de la partie (a).

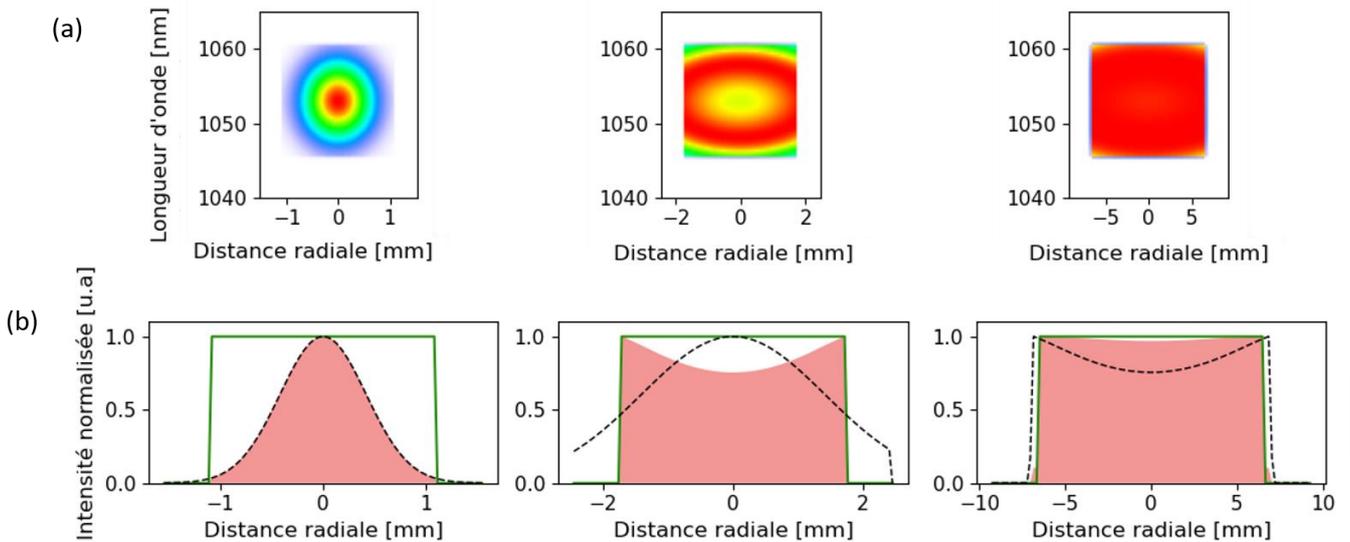


Figure IV.27 : Calculs numériques (a) des distributions en intensité spectrales et spatiales (b) des allures des profils spatiaux au cours de la propagation du faisceau signal à la sortie des étages *OPA 1*, *OPA 2* et *OPA 3* successivement. Sur la partie (b), la ligne noire en pointillés correspond au faisceau signal en entrée de chaque étage, la ligne verte au faisceau pompe en entrée de chaque étage et le coloré rouge au faisceau signal en sortie de chaque étage.

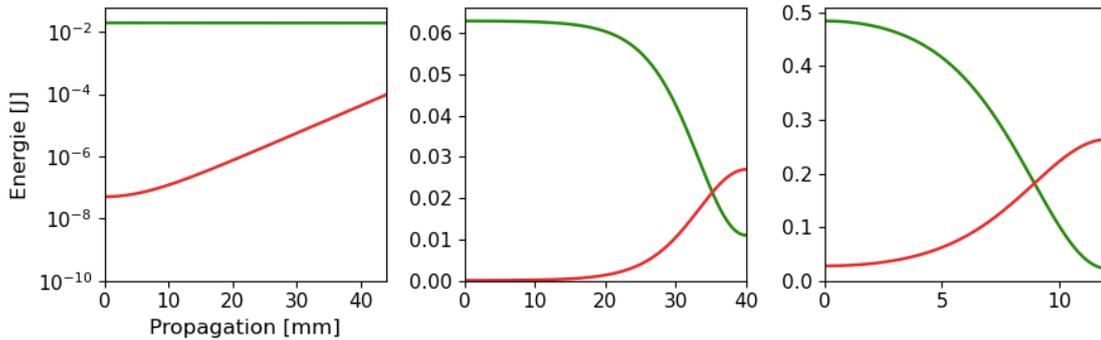


Figure IV.28 : Calcul de l'évolution de l'énergie des impulsions de pompe (ligne verte) et de signal (ligne rouge) lors de leur propagation au sein des étages OPA 1, OPA 2 et OPA 3 successivement.

Ces premiers résultats participent à la validation du dimensionnement numérique (énergie de sortie, profils spatial et spectral conformes) et confirment la tenue au flux de l'ensemble des éléments optiques à énergie nominale. Des impulsions signal de l'ordre de 200 mJ avec un spectre de largeur supérieure à 8 nm sont obtenues, soit un gain approchant 70 dB. Quelques écarts apparaissent cependant entre simulations et résultats expérimentaux. Les effets de phase spatiale, de diffraction et de « *walk-off* » spatial ne sont pas pris en compte dans le calcul numérique pour des raisons de complexité et de temps de calcul. Toutefois, ces effets ne sont pas négligeables sur les étages OPA (pompe Nd :YAG doublée en fréquence, accords de phase non colinéaire, interactions sur plusieurs centimètres avec des faisceaux de taille millimétrique). L'étape de filtrage spectral à la sortie du second étage paramétrique, non prise en compte dans la simulation, réduit la largeur spectrale du signal et influe sur les performances finales. Il est important pour la suite de remédier aux pertes vers les hautes longueurs d'onde en remplaçant le filtre passe-bande non adapté par un élément centré à 1053 nm. Une évolution de l'imagerie visant la séparation spatiale de l'*idler* du signal en sortie de l'étage OPA 2 (via la modification de l'afocal F_{S2}) est envisageable mais rendue complexe par l'encombrement mécanique du système. L'utilisation de montures mécaniques moins encombrantes peut aussi être considérée.

3.4 Compression des impulsions amplifiées

L'étape suivante porte sur la compression des impulsions amplifiées (au préalable étirées temporellement au sein de la source femtoseconde fibrée). La Figure IV.29 résume l'architecture globale et les performances du démonstrateur pilote après la phase de compression des impulsions amplifiées.

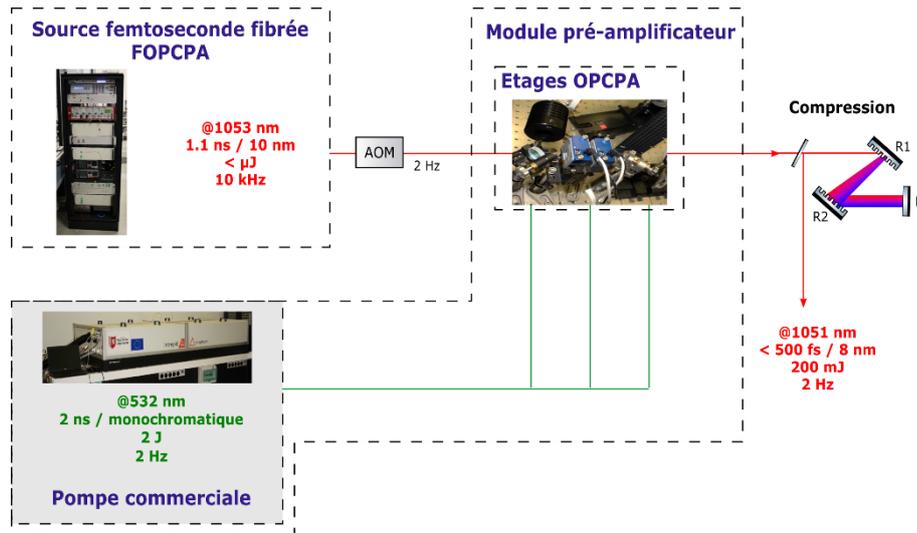


Figure IV.29 : Architecture globale du démonstrateur pilote et du système de compression. Nous distinguons les sous-systèmes source femtoseconde *FOPCPA*, pompe commerciale et étages *OPCPA*. (*AOM*) pour l'anglais *acousto-optic modulator*. R1 et R2 désignent les réseaux de diffraction et D le dièdre de renvoi.

Le système de compression est le même compresseur de Treacy en configuration double passage qu'utilisé dans le cadre de la compression des impulsions amplifiées via *FOPCPA* (voir **section 3.3 du chapitre 3**). La phase spectrale de second ordre pouvant être introduite par les réseaux de diffraction d'un tel compresseur s'exprime telle que [36] :

$$\varphi_{2 \text{ réseaux}} = - \frac{\lambda^3 b}{2\pi c^2 \left(\frac{1}{N}\right)^2 \cos^2 \theta_d} \quad (IV.4)$$

avec λ la longueur d'onde centrale du faisceau, b le chemin optique entre les deux réseaux, N la densité de traits des réseaux. L'angle de diffraction θ_d est calculé à partir de l'angle d'incidence par rapport à la normale θ_i et de l'ordre de diffraction des réseaux m par :

$$\theta_d = \sin^{-1} \left(\sin(\theta_i) + m \frac{\lambda}{N} \right) \quad (IV.5)$$

En se basant sur les données fabricant (Teraxion), le terme de phase d'ordre 2 ajouté durant la phase d'étirement temporel (via les réseaux de Bragg fibrés à dérive de fréquence⁷¹) est de 72 ps^2 . En partant d'un angle d'incidence par rapport à la normale θ_i de 80° (spécification du fabricant des réseaux de diffraction espace libre), d'une densité de traits $N = 1780 \text{ t/mm}$ et en comptant un aller-

⁷¹ Pour plus de détails, se reporter à l'architecture optique de la source femtoseconde fibrée *FOPCPA* (Figure III.42 du chapitre 3).

retour du faisceau dans le compresseur, une distance $b = 1,1 \text{ m}$ permet de compenser un tel terme de phase.

Pour arriver à une durée comprimée proche de la durée d'origine, le compresseur doit compenser chacun des termes de phase induits durant la propagation du faisceau (de l'oscillateur femtoseconde fibré jusqu'à la sortie du démonstrateur pilote). Cela comprend les termes de dispersion de l'oscillateur femtoseconde, de l'étirement temporel, de la propagation dans la partie fibrée ainsi que de la propagation du faisceau au travers de nombreuses optiques. Pour cette mesure, une fraction du faisceau signal amplifié (environ 5% de l'énergie totale) est envoyée au sein du système de compression puis caractérisée par un autocorrélateur monocoup (de référence ROC-PS5, FemtoEasy). L'optimisation des réglages du compresseur est effectuée en s'appuyant sur le diagnostic d'autocorrélation. Nous présentons sur la **Figure IV.30** un résultat de compression pour un chemin optique b entre les réseaux proche de 1,1 m. La durée d'impulsion à mi-hauteur est estimée de l'ordre de 480 fs. A partir du spectre acquis en sortie de compresseur, la durée d'impulsion limitée en transformée de Fourier se situe autour de 200 fs (courbe noire sur la **Figure IV.30**). Un écart de compensation est observé entre les deux traces d'autocorrélation. A l'identique de la compression des impulsions amplifiées via *FOPCPA*, il s'avère complexe de compenser parfaitement tous les termes de phase accumulés lors de la propagation de l'impulsion. De plus, le « *phase ripple* » des réseaux de Bragg à dérive de fréquence reste une source de dégradation qui ne peut être compensée par le compresseur.

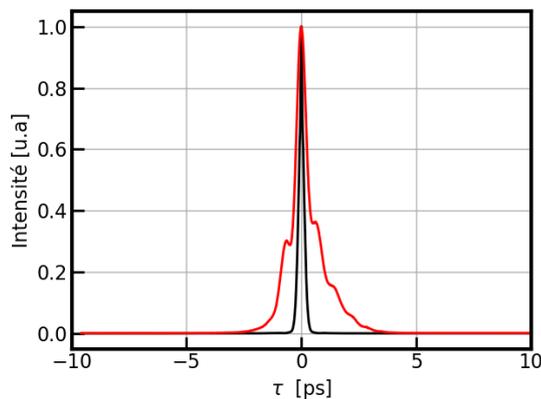


Figure IV.30 : Traces d'autocorrélation expérimentale où $\Delta\tau_{FWHM} = 480 \text{ fs}$ après application du facteur de forme $K \approx 1,414$ (ligne rouge) et déduite du spectre optique où $\Delta\tau_{FWHM} = 200 \text{ fs}$ (ligne noire).

La **Figure IV.31** présente un exemple de l'impact de la présence de phase résiduelle d'ordre 2 et 3 sur la forme temporelle d'une impulsion gaussienne de 8 nm de largeur spectrale centrée à 1053 nm. Nous soustrayons les termes de phase spectrale d'ordre 2 et 3 ajoutés lors de l'étirement (données fabricant) à ceux théoriquement compensés lors de la compression, pour un compresseur réglé avec une distance $b = 1,14 \text{ m}$. Le terme d'ordre 3 introduit par les réseaux s'exprime tel que [36] :

$$\varphi_{3 \text{ réseaux}} = + \frac{3\lambda^4 b}{4\pi^2 c^3 \left(\frac{1}{N}\right)^2 \cos^2 \theta_d} \left(1 + \frac{\lambda \sin \theta_d}{\frac{1}{N} \cos^2 \theta_d} \right) \quad (IV.6)$$

Avec ajout des termes de phase d'ordre 2 et 3 résiduels (voir la **Figure IV.31b**), la durée d'impulsion est augmentée proche de la picoseconde, pour une valeur initiale de 200 fs à mi-hauteur (voir la **Figure IV.31a**). Le terme de phase d'ordre 3 conduit à l'apparition de rebonds sur la forme temporelle. Cette observation peut attester de la présence de phase résiduelle d'ordre 3 pour les impulsions comprimées expérimentalement (des rebonds se distinguant sur la courbe rouge de la **Figure IV.30**). Dans l'optique de remédier à la présence de phase résiduelle, l'équipe prévoit l'implémentation d'un système de mise en forme spectrale en amont de l'amplification *OPCPA* du signal (de référence DAZZLER HR45-1030 Fastlite).

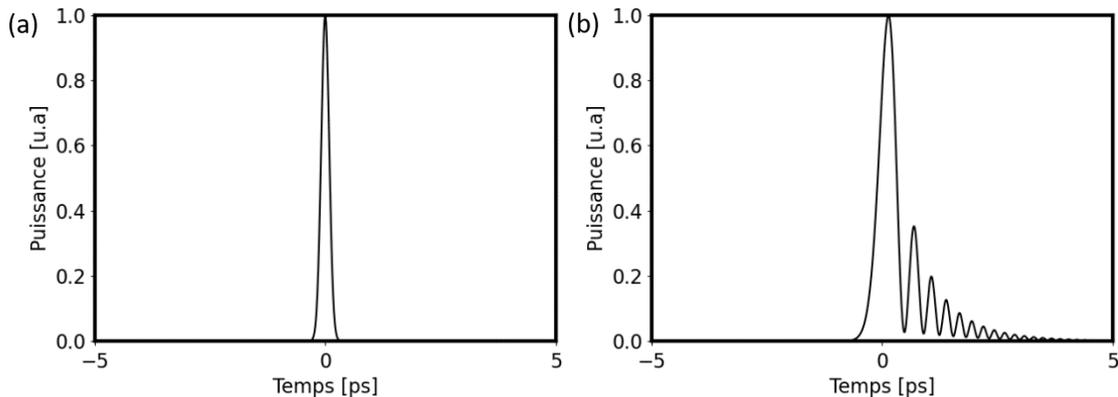


Figure IV.31 : Influence de l'ajout de terme de phase spectrale sur une impulsion gaussienne de 8 nm de largeur à mi-hauteur centrée à 1053 nm.

(a) Pour une phase spectrale nulle (impulsion limitée par transformée de Fourier).

(b) Avec ajout de phase spectrale $\varphi_2 = 0,064 \text{ ps}^2$ et $\varphi_3 = 0,027 \text{ ps}^3$.

4 Synthèse et ouverture vers des études de contraste au sein du démonstrateur pilote

En somme, le système développé se situe à l'état de l'art des pilotes d'installations de classe Petawatt gamme sub-picoseconde et répond aux performances recherchées (voir le **Tableau IV.1**). La mise en œuvre d'un tel système repose sur diverses conditions mêlant défis techniques et choix de dimensionnement. Nous relatons un système exploitable délivrant un spectre de 8 nm centré à 1051 nm avec une énergie par impulsion de 200 mJ en cadence. Le démonstrateur pilote est à ce jour un système opérationnel. Des études supplémentaires sont prévues, via l'ouverture d'un sujet de post-doctorat au sein de l'équipe. Une étude expérimentale plus accomplie devrait mener à l'élargissement du spectre et à l'uniformisation du profil spatial. Pour ce faire plusieurs longueurs de cristaux sont disponibles et les énergies de pompe incidentes sont modifiables en temps réel. L'optimisation de la synchronisation des ondes signal et pompe dans chaque étage, le réglage de l'alignement des faisceaux au sein des cristaux ainsi que le remplacement du filtre spectral non adapté en sortie du second étage *OPA* sont des pistes d'amélioration directes permettant de parvenir à une saturation du gain plus importante en sortie de démonstrateur pilote. Une possibilité concernant la modification de la durée des impulsions de pompe peut aussi être envisagée améliorant le rendement et visant l'étude du niveau de fluorescence obtenu en sortie de démonstrateur pilote. Ces premiers résultats montrent toutefois la possibilité d'exploiter le phénomène de saturation par le gain, afin d'obtenir une

distribution spatiale uniforme en sortie de démonstrateur pilote à partir d'une distribution gaussienne pour le faisceau signal.

Disposant d'un démonstrateur à l'échelle 1 en laboratoire, les objectifs futurs portent sur l'étude des contributeurs à la dégradation du contraste temporel afin d'identifier les possibles limitations et axes d'amélioration. Diverses méthodes pouvant être appliquées au démonstrateur pilote en vue de l'amélioration du contraste temporel sont présentées dans les perspectives.

Bibliographie

1. C. N. Danson, C. Haefner, J. Bromage, T. Butcher, J.-C. F. Chanteloup, E. A. Chowdhury, A. Galvanauskas, L. A. Gizzi, J. Hein, D. I. Hillier, N. W. Hopps, Y. Kato, E. A. Khazanov, R. Kodama, G. Korn, R. Li, Y. Li, J. Limpert, J. Ma, C. H. Nam, D. Neely, D. Papadopoulos, R. R. Penman, L. Qian, J. J. Rocca, A. A. Shaykin, C. W. Siders, C. Spindloe, S. Szatmári, R. M. G. M. Trines, J. Zhu, P. Zhu, and J. D. Zuegel, "Petawatt and exawatt class lasers worldwide," *High Power Laser Science and Engineering* **7**, e54 (2019).
2. D. Strickland and G. Mourou, "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications* **55**, 447–449 (1985).
3. A. Dubietis, R. Butkus, and A. P. Piskarskas, "Trends in chirped pulse optical parametric amplification," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **12**, 163–172 (2006).
4. M. Galletti, P. Oliveira, M. Galimberti, M. Ahmad, G. Archipovaite, N. Booth, E. Dilworth, A. Frackiewicz, T. Winstone, I. Musgrave, and C. Hernandez-Gomez, "Ultra-broadband all-OPCPA petawatt facility fully based on LBO," *High Power Laser Science and Engineering* **8**, e31 (2020).
5. C. Dorrer, "Analysis of pump-induced temporal contrast degradation in optical parametric chirped-pulse amplification," *J. Opt. Soc. Am. B, JOSAB* **24**, 3048–3057 (2007).
6. A. Dubietis, G. Jonušauskas, and A. Piskarskas, "Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal," *Optics Communications* **88**, 437–440 (1992).
7. W. Koechner, *Solid-State Laser Engineering* (Springer, 2013).
8. I. N. Ross, J. L. Collier, P. Matousek, C. N. Danson, D. Neely, R. M. Allott, D. A. Pepler, C. Hernandez-Gomez, and K. Osvay, "Generation of terawatt pulses by use of optical parametric chirped pulse amplification," *Appl. Opt.*, **AO** **39**, 2422–2427 (2000).
9. X. Yang, Z. Xu, Y. Leng, H. Lu, L. Lin, Z. Zhang, R. Li, W. Zhang, D. Yin, and B. Tang, "Multiterawatt laser system based on optical parametric chirped pulse amplification," *Opt. Lett.*, **OL** **27**, 1135–1137 (2002).
10. A. Dubietis and A. Matijošius, "Table-top optical parametric chirped pulse amplifiers: past and present," *OEA* 220046–27 (2022).
11. E. National Academies of Sciences, *Opportunities in Intense Ultrafast Lasers: Reaching for the Brightest Light* (2017).
12. E. Hugonnot, G. Deschaseaux, O. Hartmann, and H. Coïc, "Design of PETAL multipetawatt high-energy laser front end based on optical parametric chirped pulse amplification," *Appl. Opt.*, **AO** **46**, 8181–8187 (2007).
13. N. Blanchot, G. Béhar, J. C. Chapuis, C. Chappuis, S. Chardavoine, J. F. Charrier, H. Coïc, C. Damiens-Dupont, J. Duthu, P. Garcia, J. P. Goossens, F. Granet, C. Grosset-Grange, P. Guerin, B. Hebrard, L. Hilsz, L. Lamaignere, T. Lacombe, E. Lavastre, T. Longhi, J. Luce, F. Macias, M. Mangeant, E.

Mazataud, B. Minou, T. Morgaint, S. Noailles, J. Neauport, P. Patelli, E. Perrot-Minnot, C. Present, B. Remy, C. Rouyer, N. Santacreu, M. Sozet, D. Valla, and F. Lanieste, "1.15 PW ;850 J compressed beam demonstration using the PETAL facility," *Opt. Express*, OE **25**, 16957–16970 (2017).

14. V. Bagnoud, I. A. Begishev, M. J. Guardalben, J. Puth, and J. D. Zuegel, "5Hz ;250mJ optical parametric chirped-pulse amplifier at 1053nm," *Opt. Lett.*, OL **30**, 1843–1845 (2005).

15. Y. Kitagawa, H. Fujita, R. Kodama, H. Yoshida, S. Matsuo, T. Jitsuno, T. Kawasaki, H. Kitamura, T. Kanabe, S. Sakabe, K. Shigemori, N. Miyanaga, and Y. Izawa, "Prepulse-free petawatt laser for a fast ignitor," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **40**, 281–293 (2004).

16. C. Hernandez-Gomez, S. P. Blake, O. Chekhlov, R. J. Clarke, A. M. Dunne, M. Galimberti, S. Hancock, R. Heathcote, P. Holligan, A. Lyachev, P. Matousek, I. O. Musgrave, D. Neely, P. A. Norreys, I. Ross, Y. Tang, T. B. Winstone, B. E. Wyborn, and J. Collier, "The Vulcan 10 PW project," *J. Phys.: Conf. Ser.* **244**, 032006 (2010).

17. J. Schwarz, P. Rambo, M. Geissel, A. Edens, I. Smith, E. Brambrink, M. Kimmel, and B. Atherton, "Activation of the Z-petawatt laser at Sandia National Laboratories," *J. Phys.: Conf. Ser.* **112**, 032020 (2008).

18. B. Rus, P. Bakule, D. Kramer, G. Korn, J. T. Green, J. N3v3k, M. Fibrich, F. Batysta, J. Thoma, J. Naylor, T. Mazanec, M. V3itek, R. Barros, E. Koutris, J. Hřeb3icek, J. Polan, R. Baše, P. Homer, M. Košelja, T. Havlíček, A. Honsa, M. Novák, C. Zervos, P. Korous, M. Laub, and J. Houžvička, "ELI-Beamlines laser systems: status and design options," in *High-Power, High-Energy, and High-Intensity Laser Technology; and Research Using Extreme Light: Entering New Frontiers with Petawatt-Class Lasers* (SPIE, 2013), Vol. 8780, pp. 265–276.

19. P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti:Al₂O₃," *J. Opt. Soc. Am. B*, JOSAB **3**, 125–133 (1986).

20. H. Yoshida, E. Ishii, R. Kodama, H. Fujita, Y. Kitagawa, Y. Izawa, and T. Yamanaka, "High-power and high-contrast optical parametric chirped pulse amplification in β-BaB₂O₄ crystal," *Opt. Lett.*, OL **28**, 257–259 (2003).

21. C. Dorrer, I. A. Begishev, A. V. Okishev, and J. D. Zuegel, "High-contrast optical-parametric amplifier as a front end of high-power laser systems," *Opt. Lett.*, OL **32**, 2143–2145 (2007).

22. M. Sun, X. Xie, J. Zhu, X. Zhang, Y. Zhang, P. Zhu, A. Guo, J. Kang, H. Zhu, Q. Yang, and X. Liang, "Experimental demonstration of 10¹¹ temporal contrast in pure nanosecond optical parametric chirped pulse amplifiers," *Appl. Opt.*, AO **60**, 2056–2061 (2021).

23. V. G. Dmitriev, G. G. Gurzadyan, and D. N. Nikogosyan, *Handbook of Nonlinear Optical Crystals* (Springer, 2013).

24. C. Chen, T. Sasaki, R. Li, Y. Wu, Z. Lin, Y. Mori, Z. Hu, J. Wang, G. Aka, M. Yoshimura, and Y. Kaneda, *Nonlinear Optical Borate Crystals: Principals and Applications* (John Wiley & Sons, 2012).

25. K. Kato, "Temperature-tuned 90/spl deg/ phase-matching properties of LiB/sub 3/O/sub 5/," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **30**, 2950–2952 (1994).

26. D. Eimerl, L. Davis, S. Velsko, E. K. Graham, and A. Zalkin, "Optical, mechanical, and thermal properties of barium borate," *Journal of Applied Physics* **62**, 1968–1983 (1987).

27. "CASTECH INC. _A Leading Photonics Solutions Partner," <https://www.castech.com/>.

28. N. Umemura, K. Miyata, and K. Kato, "New data on the optical properties of BiB₃O₆," *Optical Materials* **30**, 532–534 (2007).
29. N. Umemura, K. Yoshida, and K. Kato, "Thermo-optic dispersion formula of KNbO₃ for mid-infrared OPO," in *Advanced High-Power Lasers* (SPIE, 2000), Vol. 3889, pp. 472–480.
30. O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun, and A. Arie, "Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric LiNbO₃," *Appl. Phys. B* **91**, 343–348 (2008).
31. N. Ekanayake, M. Spilatro, A. Bolognesi, S. Herman, S. Sampat, E. M. Hill, and C. Dorrer, "Design and optimization of a high-energy optical parametric amplifier for broadband, spectrally incoherent pulses," *Opt. Express*, OE **31**, 17848–17860 (2023).
32. J. Bromage, J. Rothhardt, S. Hädrich, C. Dorrer, C. Jocher, S. Demmler, J. Limpert, A. Tünnermann, and J. D. Zuegel, "Analysis and suppression of parasitic processes in noncollinear optical parametric amplifiers," *Opt. Express*, OE **19**, 16797–16808 (2011).
33. C. Dorrer, A. Consentino, R. Cuffney, I. A. Begishev, E. M. Hill, and J. Bromage, "Spectrally tunable, temporally shaped parametric front end to seed high-energy Nd:glass laser systems," *Opt. Express*, OE **25**, 26802–26814 (2017).
34. R. Tambay and R. K. Thareja, "Laser-induced breakdown studies of laboratory air at 0.266, 0.355, 0.532, and 1.06 μm ," *Journal of Applied Physics* **70**, 2890–2892 (1991).
35. "Laser spark ignition: experimental determination of laser-induced breakdown thresholds of combustion gases - ScienceDirect," <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0030401800004880>.
36. M. Stern, J. P. Heritage, and E. W. Chase, "Grating compensation of third-order fiber dispersion," *IEEE Journal of Quantum Electronics* **28**, 2742–2748 (1992).

V. Conclusion générale et perspectives

Les travaux présentés dans ce manuscrit portent sur le développement d'un démonstrateur pilote de type *UHI* en laboratoire. Se rappelant du contexte général exposé au sein du **chapitre 1**, l'architecture d'un système pilote repose sur une source (génération des impulsions et mises en forme temporelle et spectrale) et un module pré-amplificateur (amplification à plusieurs centaines de millijoules et mise en forme spatiale). Les travaux de thèse se sont articulés autour de deux axes principaux que sont la mise en œuvre d'une source entièrement fibrée sous architecture *FOPCPA* et d'un module pré-amplificateur basé sur de multiples étages *OPCPA*. L'ensemble, appelé démonstrateur pilote, est voué à délivrer en récurrence (quelques Hertz) des impulsions nanosecondes de 10 nm de largeur spectrale centrées à 1053 nm, mises en forme temporellement et spatialement et pré-amplifiées à plus de 200 mJ. L'objectif général concerne la mise en œuvre d'un tel démonstrateur pilote en vue d'étudier ultérieurement les contributeurs à la dégradation du contraste temporel et d'identifier de possibles axes d'amélioration.

Dans le **chapitre 2**, nous avons défini les outils et grandeurs caractéristiques utilisés pour décrire la propagation d'impulsions laser au sein de nos applications. En partant de l'équation de propagation des ondes électromagnétiques, les effets fondamentaux liés à la propagation d'impulsions laser au travers de milieux matériels ont été présentés. Nous avons fait le lien avec l'amplification à dérive de fréquence (*CPA*), technique s'inscrivant au cœur de nos travaux et permettant l'amplification d'impulsions ultracourtes sans dépasser les seuils de dommage des matériaux amplificateurs. Une vision d'ensemble concernant les phénomènes non linéaires pouvant survenir dans le cadre de nos conditions expérimentales a été exposée. Nous avons quantifié ces effets susceptibles d'intervenir au sein du pilote développé en laboratoire, notamment dans la partie fibrée. Dans nos conditions expérimentales, du fait d'une certaine diminution de la puissance crête des impulsions (étirement temporel amenant des impulsions de l'ordre de la centaine de femtosecondes à la nanoseconde), l'influence de l'automodulation de phase s'est vue non limitante. En revanche, la diffusion Raman aurait pu devenir problématique à différents niveaux du développement de la source fibrée engendrant la perte d'une partie de la puissance de pompe utile. Il en est de même pour la diffusion Brillouin où le seuil d'apparition aurait pu être dépassé pour des impulsions supérieures à la dizaine de nanosecondes (notamment au sein de la pompe nanoseconde fibrée). Nous avons retenu qu'il s'avérait capital de considérer ces effets dès la conception d'un système fibré et avons préconisé la minimisation des longueurs de fibre lors d'un travail à puissance crête approchant le kilowatt ainsi qu'un élargissement spectral pour des impulsions se situant dans la gamme nanoseconde. Cette première partie a également introduit les notions principales à l'amplification paramétrique optique au travers d'une fibre optique ou de l'utilisation de cristaux non linéaires. Ces deux phénomènes physiques permettent un échange d'énergie entre les impulsions considérées par conversion de photons. Dans chaque cas, nous avons décrit l'interaction basée sur le respect des conditions d'accord de phase.

Dans le **chapitre 3**, nous avons présenté le développement et la mise en œuvre de la source femtoseconde fibrée, dispositif expérimental entièrement fibré reposant sur un étage d'amplification paramétrique optique à dérive de fréquence (*FOPCPA*). L'objectif premier porte sur le développement d'une source laser centrée à 1053 nm de largeur spectrale de 10 nm atteignant une énergie par impulsion dans la gamme microjoule tout en conservant la polarisation linéaire du faisceau incident. Nous avons d'abord dressé un état de l'art des systèmes sous architecture *FOPCPA*. Véritables avancées technologiques, les fibres à microstructures permettent d'assurer la montée en énergie des systèmes *FOPCPA* de par leur aire modale agrandie (avec conservation du caractère monomode). L'utilisation de telles fibres à dispersion modifiée peut mener à l'amplification d'impulsions centrées à 1053 nm avec des gains importants en un seul passage dans la fibre considérée (> 30 dB). Toutefois aucun des systèmes présentés dans l'état de l'art n'est prétendu performant à 1053 nm tout en accédant à un fort caractère de maintien de polarisation : critère essentiel pour notre application. A partir des performances recherchées, nous avons établi un cahier des charges listant différentes exigences pour la pompe nanoseconde et la fibre non linéaire à intégrer. Un dispositif de pompe accordable en longueur d'onde est apparu comme l'un des outils essentiels pour l'amplification du signal. A la suite de la définition des principaux mécanismes de guidage au sein des fibres optiques, nous avons défini un profil de fibre adapté à notre problématique. Nous nous sommes orientés vers une fibre à dispersion contrôlée ($ZDW \approx 1 \mu\text{m}$) avec un diamètre de cœur suffisamment important ($MFD \approx 10 \mu\text{m}$). Ces contraintes ne peuvent être simultanément satisfaites que dans le cas d'une fibre à guidage par bande interdite photonique. Il convient aussi de s'assurer que la fibre développée maintienne la polarisation, pour ce faire nous avons spécifié une biréfringence de l'ordre de 10^{-4} . Dans ce sens, deux fibres à design différent ont été développées et caractérisées. Lors de ces phases de caractérisation, une réserve s'est imposée sur le caractère de maintien de polarisation. Un dernier profil de fibre à microstructures d'air a permis de répondre à la demande assurant (après une étape de manchonnage) une stabilisation des fluctuations du zéro de dispersion. Après détermination d'un tronçon de fibre nominal, nous avons présenté une étape de caractérisation expérimentale associée à un volet numérique. Les conclusions sont favorables et précisent l'obtention de lobes de fluorescence correctement positionnés et de largeur satisfaisante pour l'amplification du faisceau signal centré à 1053 nm. Un taux de linéarité de l'ordre de 20 dB souligne la conservation d'une polarisation linéaire en condition expérimentale. La fibre développée a alors été disposée au sein de l'étage d'amplification paramétrique. Nous avons décrit le système de pompe nanoseconde fibrée mis en œuvre ainsi que la génération et l'étirement du signal. Finalement, au sein d'une architecture entièrement fibrée, nous avons démontré l'amplification paramétrique d'impulsions centrées à 1053 nm de largeur spectrale de 10 nm jusqu'au microjoule, soit un gain surpassant 45 dB. Les performances obtenues répondent au cahier des charges préétabli et sont compatibles avec le besoin d'injection du module pré-amplificateur (détaillé au sein de la dernière partie du manuscrit).

Dans le **chapitre 4**, nous avons décrit le démonstrateur pilote basé sur plusieurs étages d'amplification paramétrique à dérive de fréquence (*OPCPA*) développé en laboratoire. L'objectif est d'amener les impulsions microjoules centrées à 1053 nm issues de la source *FOPCPA* à plusieurs centaines de millijoules en cadence tout en conservant les caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions. A la suite de l'exposition de résultats majeurs de la technique d'amplification *OPCPA*, nous avons établi une revue d'exigences fixant les conditions primordiales pour la pompe et les étages d'amplification paramétrique à développer. Un gain supérieur à 60 dB est recherché, pour ce faire, l'architecture s'est établie autour de trois étages *OPA*. Afin de maîtriser les divers paramètres permettant d'étudier les contributeurs à la dégradation du contraste temporel, nous avons précisé un

système à caractère flexible en matière de réglages. Nous avons ensuite présenté l'étude de dimensionnement, menée précédemment à ces travaux de thèse, déterminant les types de cristaux non linéaires à mettre en œuvre. Les conclusions de cette étude portent sur l'utilisation de deux cristaux de *LBO* en configuration NWC+NWC au sein des deux premiers étages *OPA*. Le cristal de *BBO* est choisi pour le dernier étage d'amplification paramétrique. Les angles de non-colinéarité sont définis sur une certaine plage afin de minimiser les effets parasites délétères. Par la suite, nous avons décrit la mise en forme des faisceaux signal et pompe (filtrage spatial, filtrage spectral, imagerie). Enfin, nous avons présenté les résultats expérimentaux obtenus associés à une étude numérique. Ces premiers résultats ont démontré l'obtention d'impulsions de l'ordre de 200 mJ avec un spectre centré à 1051 nm surpassant 8 nm de bande spectrale, soit un gain de 66 dB. Une étape de compression a mené à des impulsions de l'ordre de 500 fs. Bien que satisfaisante cette valeur illustre la présence de termes de phase résiduels et suggère l'utilisation d'un système de contrôle de phase en amont de l'amplification. Nous avons souligné le caractère non optimisé de l'expérience, les résultats présentés étant perfectibles. Une étude expérimentale plus aboutie, du fait de la flexibilité des réglages (délais, répartition en énergie, longueurs de cristaux), devrait mener notamment à l'élargissement du spectre, à l'uniformisation du profil spatial et à la stabilité en énergie. Finalement un tel système ouvre la voie à diverses études paramétriques concernant le contraste temporel, paramètre clé au sein des installations *UHI*.

Ainsi, les travaux réalisés au cours de cette thèse répondent aux cahiers des charges établis concernant la source fibrée sous architecture *FOPCPA* et le démonstrateur pilote sous architecture *OPCPA*. Le niveau de performances ciblé en terme d'énergie par impulsion, de récurrence, de profils temporel, spectral, spatial et de flexibilité est atteint et à la suite de ces travaux, les perspectives sont nombreuses. Un premier axe de travail repose sur la qualification de l'impact du « *phase ripple* » des réseaux de Bragg à dérive de fréquence sur les piédestaux de l'impulsion comprimée. D'autres travaux, datant de quelques années [1], rapportent aussi des difficultés de compression du fait de la présence de « *phase ripple* ». Des mesures de contraste en l'état actuel⁷² et avec le remplacement de la source femtoseconde fibrée par un laser industriel femtoseconde couplé à un étireur Öffner sont visées. Nous disposons de cette source de remplacement au laboratoire (de référence Flint Light Conversion), délivrant des performances équivalentes à celles de la source fibrée *FOPCPA* après passage au sein de l'étireur Öffner. Toutefois, une attention particulière aux résultats obtenus devra être de mise. Les coupures spectrales induites par l'étireur espace libre (spectre initial de l'oscillateur commercial Flint de 24 nm réduit à moins de 15 nm après passage dans l'étireur Öffner) sont aussi la cause de la dégradation du contraste temporel [2,3].

Une autre perspective se réfère au développement et à l'implémentation d'un étage d'*OPA* picoseconde [4]. De nombreuses installations de puissance (dont OMEGA-EP [5], LFEX [6], VULCAN [7]) sont basées sur des étages d'amplification paramétrique picosecondes en amont d'une amplification nanoseconde. Avec ce type d'architecture, le gain du/des étages nanoseconde est diminué (compensé par l'étage picoseconde), cela permettant de réduire le bruit de fluorescence paramétrique à une plage picoseconde ainsi que le bruit d'amplification spontanée nanoseconde transmis par l'onde de pompe. Selon la référence [8], l'ajout d'un étage d'amplification picoseconde en amont de deux étages nanoseconde est marqueur d'une amélioration d'au moins trois ordres de grandeur du contraste

⁷² Pour ce faire, un cross-corrélateur (de référence Tundra UltraFast Innovations) déjà pré-aligné est disponible au laboratoire.

temporel (avec un gain diminué de 40 dB au sein du premier étage nanoseconde). Pour des impulsions amplifiées à 60 mJ (partant de la gamme nanojoule), le contraste atteint une valeur supérieure à 10^{11} sur une plage de 200 ps. Ces résultats démontrent une amélioration certaine du contraste. A court terme, le développement d'un étage d'amplification paramétrique fibré dans la gamme picoseconde est envisagé via le lancement d'un sujet de thèse au sein de l'équipe. Des tronçons de fibre hybride à microstructures d'air manchonnée, caractérisés durant ces travaux de thèse, pourraient être utilisés.

Un troisième axe de travail porte sur la distribution du gain au sein des étages d'amplification paramétrique. Une étude récente [9], abordée dans la **section 1.1 du chapitre 4**, présente l'influence de la proportion entre photons de fluorescence et photons signal sur le contraste. Pour des énergies de pompe correctement réparties au sein des deux étages *OPCPA* (basés sur une interaction de type I non-colinéaire avec des cristaux de *BBO*), le contraste est amélioré de trois ordres de grandeur, atteignant au mieux 10^{11} sur une plage de plusieurs centaines de picosecondes. En se basant sur le démonstrateur développé en laboratoire, la modification de la distribution du gain au sein des trois étages *OPCPA* est largement envisageable et pourrait mener à des résultats convaincants du fait de l'énergie signal injectée (plus de 200 fois supérieure à celle de la référence citée).

Enfin, un dernier axe de travail concerne l'amélioration du contraste temporel par la gestion du délai entre les ondes pompe et signal. Feng *et al* [10] étudient le transfert des modulations temporelles de l'onde de pompe à l'onde signal lors d'une amplification *OPCPA* et démontrent la dépendance du bruit obtenu sur les impulsions signal amplifiées au délai pompe/signal utilisé. Une optimisation du délai (de l'ordre de la dizaine de picosecondes) mène à une réduction de la dégradation du contraste de 15 dB dans l'étude énoncée. Cette manipulation expérimentale sur le démonstrateur développé est possible, la gestion du délai de l'onde de pompe dans chaque étage étant facilement modulable.

Bibliographie

1. J. W. Dawson, M. J. Messerly, H. H. Phan, J. K. Crane, R. J. Beach, C. W. Siders, and C. P. J. Barty, "High-Energy, Short-Pulse Fiber Injection Lasers at Lawrence Livermore National Laboratory," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* **15**, 207–219 (2009).
2. K.-H. Hong, B. Hou, J. A. Nees, E. Power, and G. A. Mourou, "Generation and measurement of >108 intensity contrast ratio in a relativistic kHz chirped-pulse amplified laser," *Appl. Phys. B* **81**, 447–457 (2005).
3. M. Kalashnikov, A. Andreev, and H. Schönengel, "Limits of the temporal contrast for CPA lasers with beams of high aperture," in *International Conference on Ultrafast and Nonlinear Optics 2009* (SPIE, 2009), Vol. 7501, pp. 26–34.
4. C. Dorrer, I. A. Begishev, A. V. Okishev, and J. D. Zuegel, "High-contrast optical-parametric amplifier as a front end of high-power laser systems," *Opt. Lett.*, **OL 32**, 2143–2145 (2007).
5. C. Dorrer, A. Consentino, D. Irwin, J. Qiao, and J. D. Zuegel, "OPCPA front end and contrast optimization for the OMEGA EP kilojoule, picosecond laser," *J. Opt.* **17**, 094007 (2015).
6. S. Fujioka, Y. Arikawa, S. Kojima, T. Johzaki, H. Nagatomo, H. Sawada, S. H. Lee, T. Shiroto, N. Ohnishi, A. Morace, X. Vaisseau, S. Sakata, Y. Abe, K. Matsuo, K. F. Farley Law, S. Tosaki, A. Yogo, K. Shigemori, Y. Hironaka, Z. Zhang, A. Sunahara, T. Ozaki, H. Sakagami, K. Mima, Y. Fujimoto, K. Yamanoi, T. Norimatsu, S. Tokita, Y. Nakata, J. Kawanaka, T. Jitsuno, N. Miyanaga, M. Nakai, H. Nishimura, H. Shiraga, K. Kondo, M. Bailly-Grandvaux, C. Bellei, J. J. Santos, and H. Azechi, "Fast ignition realization experiment with high-contrast kilo-joule peta-watt LFEX laser and strong external magnetic field," *Physics of Plasmas* **23**, 056308 (2016).
7. C. Hernandez-Gomez, S. P. Blake, O. Chekhlov, R. J. Clarke, A. M. Dunne, M. Galimberti, S. Hancock, R. Heathcote, P. Holligan, A. Lyachev, P. Matousek, I. O. Musgrave, D. Neely, P. A. Norreys, I. Ross, Y. Tang, T. B. Winstone, B. E. Wyborn, and J. Collier, "The Vulcan 10 PW project," *J. Phys.: Conf. Ser.* **244**, 032006 (2010).
8. Q. Xiao, X. Pan, Y. Jiang, J. Wang, L. Du, J. Guo, D. Huang, X. Lu, Z. Cui, S. Yang, H. Wei, X. Wang, Z. Xiao, G. Li, X. Wang, X. Ouyang, W. Fan, X. Li, and J. Zhu, "High-contrast OPCPA front end in high-power petawatt laser facility based on the ps-OPCPA seed system," *Opt. Express*, **OE 29**, 15980–15994 (2021).
9. M. Sun, X. Xie, J. Zhu, X. Zhang, Y. Zhang, P. Zhu, A. Guo, J. Kang, H. Zhu, Q. Yang, and X. Liang, "Experimental demonstration of 10^{11} temporal contrast in pure nanosecond optical parametric chirped pulse amplifiers," *Appl. Opt.*, **AO 60**, 2056–2061 (2021).
10. C. Feng, C. Dorrer, C. Jeon, R. Roides, B. Webb, and J. Bromage, "Analysis of pump-to-signal noise transfer in two-stage ultra-broadband optical parametric chirped-pulse amplification," *Opt. Express*, **OE 29**, 40240–40258 (2021).

ANNEXE III-A – Résultats expérimentaux concernant un autre tronçon de fibre hybride

Nous présentons au sein de cette annexe les résultats de gain paramétrique concernant un tronçon différent de fibre hybride à microstructures d'air de celui présenté dans le corps du manuscrit. Entre les deux tronçons, la vitesse de fibrage (9,4 m/min contre 9,3 m/min pour le tronçon présenté précédemment) et la température du four (6% plus forte) diffèrent alors que la pression appliquée reste la même (100 mbar).

La **Figure III.A 1** illustre l'évolution des lobes de fluorescence en fonction de la longueur d'onde de pompe, injectée selon l'axe lent du tronçon de fibre. La courbe de couleur cyan correspond à l'injection du faisceau de pompe avec $\lambda_p = 1036 \text{ nm}$. L'écart spectral entre longueur d'onde de pompe et maximum de gain est logiquement diminué pour une longueur d'onde de pompe plus élevée $\lambda_p = 1037,5 \text{ nm}$ (courbe magenta). Toutefois pour des longueurs d'ondes plus grandes, le maximum de gain n'atteint pas la longueur d'onde de 1053 nm. En poursuivant le balayage en longueur d'onde jusqu'à 1040 nm (limite expérimentale de la pompe nanoseconde fibrée), les lobes deviennent très peu efficaces. Une injection selon l'axe rapide de la fibre hybride est réalisée. Cet essai n'est pas concluant, un maximum de gain centré à 1053 nm restant inatteignable. Ces résultats expérimentaux précisent l'existence d'une « zone aveugle de gain », en accord avec les résultats numériques de simulation.

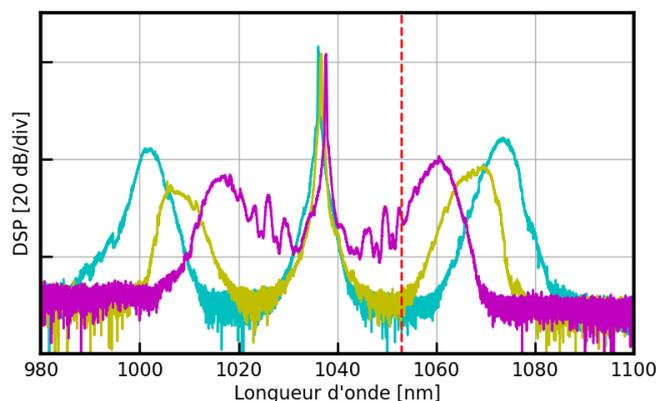


Figure III.A 1 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie d'un tronçon de fibre hybride manchonnée. Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe lent de la fibre. Les longueurs d'onde de pompe sont $\lambda_p = 1036 \text{ nm}$ (ligne cyan), $\lambda_p = 1036,5 \text{ nm}$ (ligne jaune) et $\lambda_p = 1037,5 \text{ nm}$ (ligne magenta). La puissance de pompe est fixée telle que $P_p = 1 \text{ kW}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm.

ANNEXE III-B – Estimation du zéro de dispersion (ZDW)

Cette annexe décrit la méthode d'estimation du zéro de dispersion des différents tronçons de fibre caractérisés. Nous détaillons dans un premier temps les différentes étapes de calcul, puis l'illustrons à l'aide d'un exemple.

Nous nous basons sur les résultats expérimentaux et notamment sur la position des lobes de fluorescence lors de l'injection de l'onde de pompe nanoseconde. Nous définissons les paramètres de pompe ainsi que la position du maximum de gain de fluorescence tels que :

$$\omega_{pompe} = \frac{2\pi c}{\lambda_{pompe}} \quad (III - B.1)$$

$$\omega_{MAX} = \frac{2\pi c}{\lambda_{MAX}} \quad (III - B.2)$$

En se basant sur les équations de la partie théorique concernant le mélange à quatre ondes (voir la **section 2.4.2 du chapitre 2**), l'écart en fréquence $\Delta\omega_{MAX}$ assurant un lobe de gain maximal évolue en fonction de la longueur d'onde et de la puissance de pompe tel que **[39, voir Bibliographie chap.3]** :

$$\Delta\omega_{MAX} = \omega_{MAX} - \omega_p = \pm \sqrt{\frac{2\gamma P_p}{-\beta_2(\omega_p)}} \quad (III - B.3)$$

Nous précisons que cette équation n'est valable seulement pour des longueurs d'onde de pompe proche du zéro de dispersion de la fibre optique considérée. Pour une longueur d'onde de pompe fixée, plus la puissance de pompe est élevée plus l'écart spectral entre pompe et maximum du lobe s'amplifie. A l'aide de la position des lobes de fluorescence obtenus pour plusieurs puissances de pompe et d'une régression linéaire, la valeur de la dispersion de vitesse de groupe $\beta_2(\omega_p)$ peut être estimée. Un développement en série de Taylor de la dispersion de vitesse de groupe $\beta_2(\omega_p)$ autour de la pulsation ω_{ZDW} du zéro de dispersion chromatique conduit à :

$$\beta_2(\omega_p) \approx \beta_2(\omega_{ZDW}) + \beta_3(\omega_{ZDW}) * (\omega_p - \omega_{ZDW}) = \beta_3(\omega_{ZDW}) * (\omega_p - \omega_{ZDW}) \quad (III - B.4)$$

La valeur de la pulsation au zéro de dispersion peut être approximée par :

$$\omega_{ZDW} = \frac{\beta_3(\omega_{ZDW}) * \omega_p - \beta_2(\omega_p)}{\beta_3(\omega_{ZDW})} \quad (III - B.5)$$

$$\lambda_{ZDW} = \frac{2\pi c}{\omega_{ZDW}} \quad (III - B.6)$$

La **Figure III.B 1** représente un exemple d'estimation du zéro de dispersion pour le tronçon de fibre considéré dans la **section 2.4.4.2**. En partant de la position des lobes de fluorescence selon plusieurs puissances de pompe et de divers paramètres initiaux (longueur d'onde de pompe, coefficient non linéaire de la fibre, valeur simulée du 3^{ème} ordre de dispersion β_3 évoluant peu avec la longueur d'onde dans la gamme spectrale d'intérêt), une valeur de dispersion de vitesse de groupe est approximée. Dans l'exemple précis, nous résumons les paramètres d'entrée au sein du **Tableau III.B 1**, où finalement la longueur d'onde de dispersion nulle se situe autour de 1026 nm.

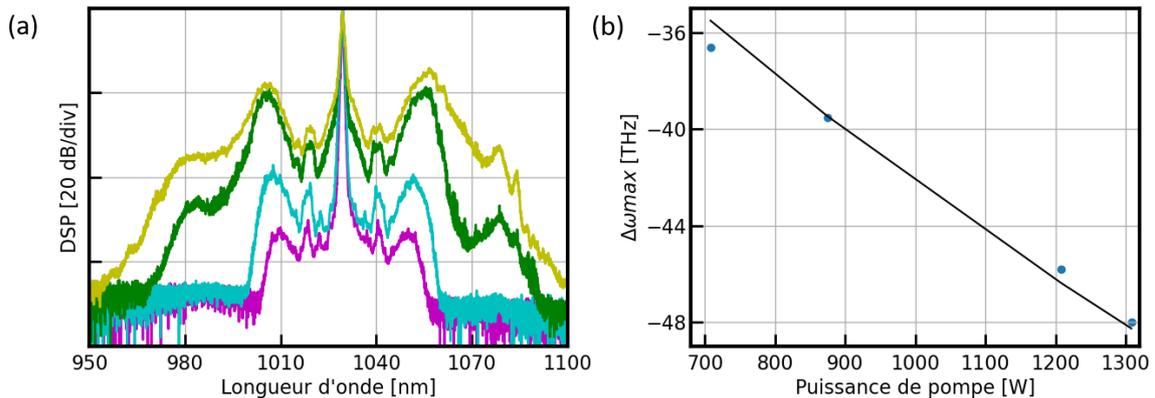


Figure III.B 1 : (a) Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride manchonnée. Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe lent de la fibre, avec $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$. Les différentes courbes correspondent à différentes puissances de pompe (de 700 à 1310 W).

(b) Evolution de l'écart spectral entre la pompe et le maximum du lobe de fluorescence en fonction de la puissance de pompe.

PARAMÈTRES D'ENTRÉE			
Longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$	Diamètre de mode $MFD = 11 \mu\text{m}$	Coefficient non linéaire $\gamma = 2.10^{-3} \text{ W}^{-1}. \text{m}^{-1}$	3 ^{ème} ordre de dispersion $\beta_3(\omega_0) = 3,8.10^{-40} \text{ s}^3. \text{m}^{-1}$
DISPERSION DE VITESSE DE GROUPE CALCULÉE			
$\beta_2(\omega_p) = -2,3.10^{-27} \text{ s}^2. \text{m}^{-1}$			
LONGUEUR D'ONDE DE DISPERSION NULLE ESTIMÉE			
$\lambda_{ZDW} = 1026 \text{ nm}$			

Tableau III.B 1 : Récapitulatif des différentes variables menant à l'estimation du zéro de dispersion du tronçon de fibre hybride considéré.

ANNEXE IV-A – Expression des indices de réfraction

Nous présentons au sein du **Tableau IV.A 1** les expressions des indices de réfraction des ondes pompe, signal et *idler* dans les cristaux des différents étages d'amplification paramétrique. Nous nous plaçons dans le cadre de l'interaction de type I [1053(o) + 1075,2(o) = 532(e)] avec la longueur d'onde signal centrée à 1053 nm. Les indices des ondes impliquées sont calculés à partir des équations de Sellmeier issues des références [24,25 voir Bibliographie chap.4] pour le *LBO* (cristal biaxe⁷³, interaction choisie dans le plan XY) et [26, voir Bibliographie chap.4] pour le *BBO* (cristal uniaxe⁷⁴).

<i>LBO</i>	<i>BBO</i>
1053 nm (o) / 1075,2 nm (o) / 532 nm (e)	1053 nm (o) / 1075,2 nm (o) / 532 nm (e)
$n_x = \sqrt{2,4542 + \frac{0,01125}{\lambda^2 - 0,01135} - 0,01388 \lambda^2}$ $n_y = \sqrt{2,5390 + \frac{0,01277}{\lambda^2 - 0,01189} - 0,01848 \lambda^2}$ $n_z = \sqrt{2,5865 + \frac{0,01310}{\lambda^2 - 0,01223} - 0,01861 \lambda^2}$	$n_o = \sqrt{2,7366122 + \frac{0,0185720}{\lambda^2 - 0,0178746} - 0,0143756 \lambda^2}$ $n_e = \sqrt{2,3698703 + \frac{0,0128445}{\lambda^2 - 0,0153064} - 0,0029129 \lambda^2}$
$n_{pompe} = \frac{n_x n_y}{\sqrt{n_x^2 \cos^2(\theta) + n_y^2 \sin^2(\theta)}}$ $n_{signal} = n_z$ $n_{idler} = n_z$	$n_{pompe} = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2(\theta) + n_o^2 \sin^2(\theta)}}$ $n_{signal} = n_o$ $n_{idler} = n_o$

Tableau IV.A 1 : Expressions des indices de réfraction dans les cristaux de *LBO* et de *BBO* en fonction des coefficients de Sellmeier selon l'interaction de type I considérée. Les termes n_o et n_e se réfèrent aux directions de polarisation ordinaire et extraordinaire. θ est l'angle d'accord de phase.

⁷³ Un cristal biaxe possède des indices optiques différents (n_x, n_y, n_z) pour chacun de ses trois axes. Ses deux axes optiques ne sont pas placés sur un des axes diélectriques.

⁷⁴ Un cristal uniaxe possède deux indices optiques identiques (axes ordinaires), le troisième indice se reporte à l'axe extraordinaire. Il est qualifié de positif lorsque $n_e > n_o$ et négatif lorsque $n_e < n_o$. Son axe optique est situé le long d'un des axes diélectriques.

ANNEXE IV-B – Schéma expérimental du démonstrateur pilote

La **Figure IV.B 1** présente le schéma expérimental du démonstrateur pilote comprenant la propagation des faisceaux signal et pompe sur la table optique. Toutes les optiques sont représentées ainsi que les tubes à vide. La voie signal jusqu'au modulateur acousto-optique (*AOM*) n'est pas à l'échelle par souci de clarté. Les focales des lentilles sont répertoriées au sein de l'**ANNEXE IV-C**. Les couples de lame demi-onde – polariseur $\lambda/2_{1-1}$ et P_1 , $\lambda/2_{2-1}$ et P_2 , $\lambda/2_{03-1}$ et P_{03} règlent la répartition en énergie dans chaque voie de pompe. Les couples de miroirs M_{1-2} et M_{1-3} , M_{2-2} et M_{2-3} , M_{03-3} et M_{03-4} sont positionnés sur des platines permettant d'ajuster la synchronisation de chaque voie de pompe.

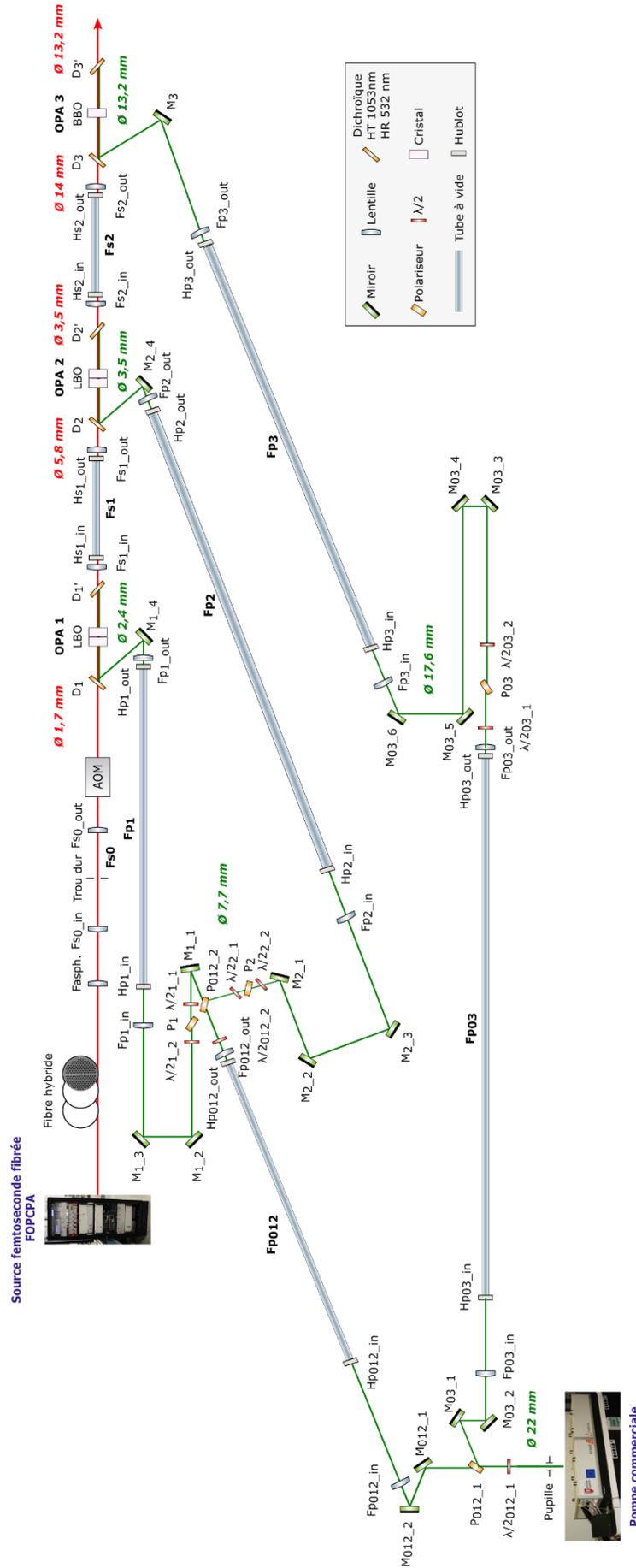


Figure IV.B.1 : Schéma expérimental du démonstrateur pilote.

ANNEXE IV-C – Imagerie des faisceaux pompe et signal

	Distance focale (mm)	Diamètre faisceau (mm)
Sortie fibre <i>FOPCPA</i>		0,011
$F_{asph.}$	+ 18,4	N/A
FS_{0_in}	+ 100	≈ 3
Trou dur (100 μm)		≈ 0,060
FS_{0_out}	+ 45	1,7
AOM		1,5
Cristaux <i>OPA 1</i>		1,7 (non tronqué par la pompe)
FS_{1_in}	+ 60	1,7
FS_{1_out}	+ 200	5,8
Cristaux <i>OPA 2</i>		5,8 (tronqué par la pompe) → 3,5
FS_{2_in}	+ 100	3,5
FS_{2_out}	+ 400	14
Cristal <i>OPA 3</i>		14 (tronqué par la pompe) → 13,2

Tableau IV.C 1 : Distances focales des lentilles d'imagerie et diamètres du faisceau signal.

	Distance focale (mm)	Diamètre faisceau (mm)
Pupille laser		22
Fp_{012_in}	+ 1000	
Fp_{012_out}	+ 350	7,7
Fp_{1_in}	+ 800	
Fp_{1_out}	+ 250	2,4
Cristaux OPA 1		
Fp_{2_in}	+ 900	7,7
Fp_{2_out}	+ 412	3,5
Cristaux OPA 2		
Fp_{03_in}	+ 1000	22
Fp_{03_out}	+ 800	17,6
Fp_{3_in}	+ 800	
Fp_{3_out}	+ 600	13,2
Cristal OPA 3		

Tableau IV.C 2 : Distances focales des lentilles d'imagerie et diamètres du faisceau pompe.

Liste des figures

Figure I.1 : Photographie d'une cible en centre chambre utilisée dans le cadre d'une campagne de tirs PETAL. Crédit photo CEA - E. Journot.....	13
Figure I.2 : Panorama des installations en fonctionnement, données issues de [11].	14
Figure I.3 : Vue schématique de la chaîne laser PETAL au sein de l'installation LMJ. Le bâtiment LMJ possède les dimensions suivantes : 300 m de longueur et 100 m de largeur pour une chambre d'expérience de 10 m de diamètre.	15
Figure I.4 : Représentation schématique simplifiée de l'architecture optique de PETAL. Nous disposons d'une puissance de l'ordre du Petawatt pour une énergie de 850 J lors de la focalisation sur cible, performances démontrées au sein de l'article [14]......	15
Figure I.5 : Architecture optique détaillée du pilote de PETAL.	16
Figure I.6 : Architecture optique détaillée du démonstrateur pilote développé en laboratoire. (AOM) pour l'anglais <i>acousto-optic modulator</i> . (EOM) pour l'anglais <i>electro-optic modulator</i> . Les encadrés en rose (LBO, BBO) symbolisent les cristaux non linéaires.	18
Figure II.1 : Influence d'ajout de phase spectrale sur les différentes caractéristiques temporelles et spectrales d'une impulsion gaussienne de 3 nm de largeur spectrale à mi-hauteur centrée à 1053 nm. (a) Pour une phase spectrale nulle (impulsion limitée par transformée de Fourier). (b) Avec ajout de phase spectrale $\varphi_2 = 0,25 \text{ ps}^2$. (c) Avec ajout de phase spectrale $\varphi_2 = 0,25 \text{ ps}^2$ et $\varphi_3 = 0,1 \text{ ps}^3$	27
Figure II.2 : Variation de la dispersion de vitesse de groupe β_2 (a) et du terme de 3 ^{ème} ordre β_3 de la constante de propagation (b) dans la silice fondue. Le Zéro de Dispersion (ZDW), symbolisé par la ligne rouge en pointillés, où $\beta_2 = 0$, se situe proche de 1270 nm dans ce matériau.	30
Figure II.3 : Principe de la technique d'amplification à dérive de fréquence (CPA) et grandeurs caractéristiques du pilote développé en laboratoire.	31
Figure II.4 : Illustration du processus d'amplification paramétrique optique basé sur le phénomène de mélange à trois ondes.	33
Figure II.5 : Illustrations d'un accord de phase non nul $\Delta k \neq 0$. (a) Géométrie colinéaire. (b) Géométrie non-colinéaire.	33
Figure II.6 : Gain paramétrique GIp, L en fonction de l'intensité de pompe Ip selon plusieurs longueurs de cristaux (2, 5 et 10 mm). Nous définissons les longueurs d'onde de pompe et signal à 532 nm et 1053 nm respectivement.	35
Figure II.7 : Au cours de la propagation dans un cristal de LBO et à l'accord de phase parfait :	36

- Figure II.8 : Schéma du principe d'amplification paramétrique optique en géométrie non-colinéaire. L'angle d'accord de phase θ et l'angle non-colinéaire α sont représentés. 38
- Figure II.9 : Angles d'accord de phase θ_{BBO} pour plusieurs valeurs d'angles non-colinéaires α (0,5 / 1 et 1,5°) selon une interaction de type I ooe pour une longueur d'onde de pompe fixée à 532 nm. 39
- Figure II.10 : Influence de la propagation d'une impulsion gaussienne de 10 pJ d'énergie, de 3 nm de largeur spectrale à mi-hauteur centrée à 1053 nm, dans 10 m de fibre optique monomode de diamètre de mode 10 μm . Les caractéristiques spectrales de l'impulsion sont présentées avant (noir) et après (rouge) propagation. (a) Sans ajout préalable de phase spectrale, durée d'impulsion proche de 540 fs. (b) Pour une phase spectrale $\varphi_2 = 30 \text{ ps}^2$, durée d'impulsion proche de 150 ps. 41
- Figure II.11 : Diagramme d'énergie des photons de pompe, signal et *idler* pour le mélange à quatre ondes. 42
- Figure II.12 : Illustration du mélange à quatre ondes avec une seule longueur d'onde de pompe (configuration dégénérée). 42
- Figure II.13 : Gain d'amplification paramétrique G_s typique en fonction de l'écart spectral entre longueur d'onde de signal et de pompe. Nous considérons les paramètres suivants : $L = 1 \text{ m}$, $P_p = 1 \text{ kW}$, $\gamma = 2,4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$, $\beta_2 = -1,10 \cdot 10^{-26} \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-1}$, $\beta_4 = 2,85 \cdot 10^{-55} \text{ s}^4 \cdot \text{m}^{-1}$ 45
- Figure II.14 : Profil de gain paramétrique G_s selon la longueur d'onde de pompe dans la silice. Nous simulons une variation de la puissance de pompe pour une fibre de 1 m de longueur et 10 μm de diamètre de mode (soit $\gamma = 2,4 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ en prenant 1053 nm pour longueur d'onde centrale). (a) $P_p = 1 \text{ kW}$. (b) $P_p = 5 \text{ kW}$. (c) $P_p = 10 \text{ kW}$. (d) $P_p = 20 \text{ kW}$ 46
- Figure II.15 : Décalage en fréquence du gain Raman entre l'onde de pompe et l'onde signal générée au sein d'une fibre optique en silice, issu de [4]. 47
- Figure III.1 : Simulation des gains théoriques en régime continu (ligne continue) et en régime femtoseconde (croix). La ligne en pointillés retranscrit un gain théorique en régime continu avec une optimisation des paramètres de la fibre. Le graphe est issu de la référence [6]. 54
- Figure III.2 : Lobes de fluorescence sans (ligne noire) et avec (ligne rouge) injection du faisceau signal. Le graphe est issu de la référence [9]. 54
- Figure III.3 : Spectre optique de fluorescence paramétrique obtenu en sortie d'un tronçon de fibre toute solide à effet BIP. Les paramètres expérimentaux sont définis tels que $\lambda_p = 1034,5 \text{ nm}$ et $P_p = 1,6 \text{ kW}$. Le graphe est issu de la référence [10]. 55
- Figure III.4 : Illustration du mode de guidage par réflexion totale interne (RTI). La première bande schématise la propagation de l'onde au sein du matériau constituant le cœur et la seconde au sein du matériau constituant la gaine. La troisième bande correspond aux zones de propagation du guide d'onde (fibre optique assimilée à l'assemblage du cœur et de la gaine au sein de la même structure). Les zones vertes autorisent la propagation dans le milieu, contrairement aux zones rouges

qui l'interdisent. La zone jaune symbolise le confinement de l'onde au sein du cœur du guide d'onde.	60
Figure III.5 : Coupe transversale (a) d'une fibre conventionnelle et (b) d'une fibre microstructurée. La fibre conventionnelle est une fibre à saut d'indice. La fibre microstructurée est constituée d'un cœur de haut indice et d'inclusions de bas indice. Les paramètres d (diamètre des inclusions) et Λ (période des inclusions) sont aussi illustrés.	61
Figure III.6 : Illustration du mode de guidage par réflexion totale interne modifiée (RTIM). Nous appliquons les mêmes normes que pour la Figure III.4, illustrant le guidage par RTI. La zone jaune symbolise un guidage assuré par RTIM, où l'onde se voit confinée dans le cœur du guide d'onde.	62
Figure III.7 : Représentation schématique de la dispersion chromatique et des pertes d'atténuation au sein d'une bande interdite photonique. λ_0 est la longueur d'onde de dispersion nulle, appelée aussi zéro de dispersion.	64
Figure III.8 : Coupe transversale (a) d'une fibre à inclusions de haut indice dans une matrice de bas indice et (b) d'une fibre à inclusions de bas indice dans une matrice de haut indice.	64
Figure III.9 : Diagramme de bandes d'un guide d'onde constitué d'une structure périodique à plots haut indice inclus dans une matrice de bas indice. Les zones rouges indiquent une propagation interdite, à l'inverse des zones vertes (zones autorisées). Les bandes interdites photoniques sont caractérisées par les zones en rouge clair. Le graphe est issu de la référence [32] et ne tient pas compte de la dispersion du matériau.	65
Figure III.10 : Illustration des zones de propagation au sein d'une fibre microstructurée composée d'un motif périodique d'inclusions de haut indice n_{haut} dans une matrice de bas indice n_{bas} . Nous appliquons les mêmes normes que pour la Figure III.4. Les zones bleues symbolisent un guidage assuré par BIP, où l'onde se voit confinée dans le cœur du guide d'onde.	65
Figure III.11 : Coupe transversale imagée au microscope d'une fibre hautement biréfringente de type PANDA [33].	67
Figure III.12 : Illustration de la technique « <i>stack and draw</i> » pour la fabrication d'une fibre microstructurée avec (a) l'assemblage des capillaires selon un motif périodique (b) le manchonnage de l'assemblage (c) l'étirage primaire du manchon en préforme secondaire (d) le manchonnage supplémentaire et (e) l'étirage final menant à une fibre optique de l'ordre de 125 μm de diamètre.	69
Figure III.13 : Image d'une fibre microstructurée BIP toute solide, réalisée au microscope électronique à balayage (MEB). Les paramètres de la gaine sont $d_{Ge} = 6,9 \mu m$ et $\Lambda = 9,4 \mu m$. Le diamètre de cœur est de l'ordre de 11 μm	70
Figure III.14 : Profils de dispersion (ligne bleue) et pertes (ligne verte) simulés d'un tronçon de fibre BIP toute solide. Le zéro de dispersion simulé se situe autour de 1000 nm.	70
Figure III.15 : Mesures de dispersion (ligne bleue) et de pertes (ligne verte) d'un tronçon de la fibre BIP toute solide. La ligne rouge en pointillés reporte la valeur du ZDW, proche de 1034 nm. Le graphe est issu de la référence [10].	71

- Figure III.16 : Image MEB d'une fibre BIP toute solide avec ajout des barreaux de contraintes (inclusions de silice dopées Bore) de part et d'autre du cœur. Les paramètres de la gaine sont $dGe = 6,9 \mu m$, $dB = 8 \mu m$ et $\Lambda = 9,8 \mu m$. Le diamètre de cœur est de l'ordre de $12 \mu m$ 72
- Figure III.17 : Image MEB d'une fibre hybride à microstructures d'air. Les paramètres de la gaine sont $dair \approx dGe \approx 6 \mu m$ et $\Lambda = 9 \mu m$. Le diamètre de cœur est de l'ordre de $11 \mu m$ 73
- Figure III.18 : Profils de dispersion (ligne bleue) et pertes (ligne verte) simulés d'un tronçon de fibre hybride à microstructures d'air (a) selon l'axe lent et (b) selon l'axe rapide. Le zéro de dispersion simulé est 1019 nm pour une injection selon l'axe lent et 1015 nm pour une injection selon l'axe rapide. 73
- Figure III.19 : Image MEB d'une fibre hybride manchonnée. Les paramètres de la gaine sont $dair = 5,9 \mu m$, $dGe = 6,9 \mu m$ et $\Lambda = 9,2 \mu m$. Le diamètre de cœur est de l'ordre de $11 \mu m$. . 74
- Figure III.20 : Spectres de transmission du tronçon de fibre hybride manchonnée considéré, sur une gamme de 1000 nm avec plusieurs bandes interdites photoniques (a) et avec un zoom sur la 3^{ème} BIP (b). 75
- Figure III.21 : Evolution du diamètre externe de la fibre nue durant le processus de fibrage. Deux zones « stables » (symbolisées par les flèches vertes) sont déterminées entre 41 m et 59 m et entre 79 m et 89 m 75
- Figure III.22 : Vue de face d'un tronçon de fibre hybride manchonnée (mode « end-view » de l'appareil de soudure). Nous remarquons deux parties de la fibre détériorées du fait d'une tension de clive appliquée non adéquate. 77
- Figure III.23 : Tension de clive optimale selon le diamètre de fibre pour des fibres en silice. Les résultats expérimentaux (points noirs) sont en accord avec la prédiction théorique (ligne noire). Le graphe est issu de la référence [37]. 77
- Figure III.24 : (a) Pertes en réflexion à l'interface de la fibre pour une longueur d'onde de 1053 nm avec différentes valeurs de MFD : $6 \mu m$ (noir), $10 \mu m$ (vert) et $15 \mu m$ (bleu). (b) Profil de clive d'un tronçon de fibre hybride manchonnée avec un angle de clive proche de 6° 78
- Figure III.25 : Profils spatiaux à la sortie d'un tronçon de fibre hybride manchonnée lors d'un alignement entre barreaux de contraintes et ligne d'inclusions de silice dopées Ge (a) avant soudure et (b) après soudure. 79
- Figure III.26 : Profil simulé de l'intensité du mode fondamental d'un tronçon de fibre hybride avec un zoom sur le cœur de la fibre, entouré de plots de silice dopés Ge et de trous d'air symbolisés par les cercles blancs sur le profil zoomé. 79
- Figure III.27: Soudure entre un tronçon de fibre à maintien de polarisation de type PANDA (gauche) et un tronçon de fibre hybride manchonnée (droite). 80
- Figure III.28 : Simulation du profil de gain paramétrique selon la longueur d'onde de pompe pour une fibre de 5 m (a) selon l'axe lent et (b) selon l'axe rapide. Nous fixons une puissance de pompe $Pp = 1 \text{ kW}$ et un diamètre de mode de l'ordre de $10 \mu m$. La ligne blanche en pointillés symbolise le zéro de dispersion, $ZDW = 1019 \text{ nm}$ pour une injection selon l'axe lent et $ZDW = 1015 \text{ nm}$ pour une injection selon l'axe rapide. 80

Figure III.29 : Position du maximum de fluorescence paramétrique en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour une injection selon l'axe lent (ligne noire) et selon l'axe rapide (ligne bleue). Les zéros de dispersion sont matérialisés par les lignes verticales en pointillés. (a) Les données sont issues de la Figure III.28. (b) La puissance de pompe est fixée à $P_p = 2 \text{ kW}$ par rapport à la Figure III.28..... 81

Figure III.30 : Simulation du profil de gain paramétrique selon la longueur d'onde de pompe pour une fibre de 5 m avec une variation de 1% de la géométrie de la fibre (a) selon l'axe lent et (b) selon l'axe rapide. Nous fixons une puissance de pompe $P_p = 1 \text{ kW}$ et un diamètre de mode de l'ordre de $10 \mu\text{m}$. La ligne blanche en pointillés symbolise le zéro de dispersion, $ZDW = 1030 \text{ nm}$ pour une injection selon l'axe lent et $ZDW = 1026 \text{ nm}$ pour une injection selon l'axe rapide..... 82

Figure III.31 : (a) Position du maximum de fluorescence paramétrique et (b) largeur des lobes de fluorescence à -10 dB en fonction de la longueur d'onde de pompe, pour une injection selon l'axe lent (ligne noire) et selon l'axe rapide (ligne bleue). Les données sont issues de la Figure III.30. Les lignes en pointillées représentent le zéro de dispersion selon chaque axe de polarisation. 83

Figure III.32 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride considéré sur une gamme de 150 nm (a) et avec une vision plus rapprochée (b). Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe lent de la fibre. Les longueurs d'onde de pompe sont $\lambda_p = 1026 \text{ nm}$ (ligne magenta), $\lambda_p = 1027 \text{ nm}$ (ligne cyan), $\lambda_p = 1028 \text{ nm}$ (ligne verte) et $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$ (ligne jaune). La puissance de pompe est fixée telle que $P_p = 1 \text{ kW}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm..... 84

Figure III.33 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride considéré sur une gamme de 150 nm (a) et avec une vision plus rapprochée (b). Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe rapide de la fibre. Les longueurs d'onde de pompe sont $\lambda_p = 1023 \text{ nm}$ (ligne magenta), $\lambda_p = 1024 \text{ nm}$ (ligne cyan), $\lambda_p = 1025 \text{ nm}$ (ligne verte) et $\lambda_p = 1026 \text{ nm}$ (ligne jaune). La puissance de pompe est fixée telle que $P_p = 1 \text{ kW}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm..... 84

Figure III.34 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride considéré. Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe lent de la fibre. Les puissances de pompe sont $P_p = 0,7 \text{ kW}$ (ligne magenta), $P_p = 0,9 \text{ kW}$ (ligne cyan), $P_p = 1,2 \text{ kW}$ (ligne verte) et $P_p = 1,3 \text{ kW}$ (ligne jaune). La longueur d'onde de pompe est fixée telle que $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm. 85

Figure III.35 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride considéré. Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe rapide de la fibre. Les puissances de pompe sont $P_p = 0,8 \text{ kW}$ (ligne magenta), $P_p = 0,9 \text{ kW}$ (ligne cyan), $P_p = 1,1 \text{ kW}$ (ligne verte) et $P_p = 1,3 \text{ kW}$ (ligne jaune). La longueur d'onde de pompe est fixée telle que $\lambda_p = 1025 \text{ nm}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm. 85

Figure III.36 : Dispositif expérimental pour la caractérisation du maintien de polarisation de la fibre hybride manchonnée. La fibre commerciale est une fibre standard à maintien de polarisation de MFD de $10 \mu\text{m}$. L'injection espace libre est réalisée à l'aide d'une structure opto-mécanique de type Nanomax associée à une lentille asphérique..... 86

Figure III.37 : (a) Evolution du taux de linéarité en fonction de l'angle de rotation de la fibre commerciale à maintien de polarisation par rapport à la fibre hybride manchonnée fixe. Le taux de

linéarité est calculé comme le rapport des puissances maximales et minimales transmises, présentées en (b) où les points bleus et verts correspondent à un écart de 45° de l'angle de rotation de la lame demi-onde..... 87

Figure III.38 : Illustration du principe de mesure du taux de linéarité de la fibre hybride manchonnée. Différents angles de rotation sont appliqués à la fibre commerciale (à gauche sur la 1^{ère} illustration), la fibre hybride (à droite sur la 1^{ère} illustration) restant fixe..... 88

Figure III.39 : Dispositif expérimental pour la mesure des pertes par courbure du tronçon considéré. Le tronçon de fibre hybride manchonnée est installé sur une plaque métallique et son rayon de courbure est défini à l'aide de bandes adhésives. 89

Figure III.40 : Pertes par courbure selon divers rayons de courbure du tronçon considéré (1 m) pour une longueur d'onde fixée à 1053 nm. 89

Figure III.41 : Mesure de S^2 sur le tronçon de fibre considéré (16 m) avec un rayon de courbure de l'ordre de 15 cm. L'insert (en haut à droite) présente le profil de mode reconstruit. 90

Figure III.42 : Photographie et architecture optique détaillée de la source femtoseconde fibrée *FOPCPA*. (*AOM*) pour l'anglais *acousto-optic modulator*. 91

Figure III.43 : Caractéristiques du faisceau signal étiré en sortie du modulateur acousto-optique. (a) Spectre optique centré à 1053 nm en échelle logarithmique. (b) Impulsion de largeur à mi-hauteur de 1,1 ns. 92

Figure III.44 : Architecture détaillée de la pompe nanoseconde développée en laboratoire. (*AOM*) pour l'anglais *acousto-optic modulator*. (*EOM*) pour l'anglais *electro-optic modulator*. (*IO*) pour isolateur optique. (*YDFA*) de l'anglais *ytterbium doped fiber amplifier*. (*AWG*) de l'anglais *arbitrary waveform generator*. (99 :1) désigne un coupleur dont la transmission sur les voies est respectivement de 99% et 1%. (*TF*) pour l'anglais *tunable filter*. (*TAP IO*) désigne un isolateur optique sous forme de coupleur 99:1..... 93

Figure III.45 : Spectres de raies du signal à 1030 nm (a) avant et (b) après application de la modulation de phase. Les paramètres de modulation sinusoïdale sont $fm = 2 \text{ GHz}$ et $m = 5 \text{ rad}$ 94

Figure III.46 : Impulsions de largeur à mi-hauteur de 100 ns en sortie du sous-système oscillateur d'énergie 1 nJ (ligne noire) et en sortie du premier étage d'amplification d'énergie 1 μJ (ligne verte). 95

Figure III.47 : Spectre optique centré à 1030 nm en sortie du second isolateur optique du dernier étage d'amplification (amplificateur n°3)..... 97

Figure III.48 : Caractéristiques du faisceau de pompe en sortie du dernier étage d'amplification (gamme μJ). (a) Spectre optique centré à 1030 nm en échelle logarithmique. (b) Impulsion de largeur à mi-hauteur de 1,2 ns..... 97

Figure III.49 : Spectres optiques en sortie du tronçon de fibre hybride (5 m) du signal seul (ligne bleue) et avec ajout d'une pompe de puissance crête $P_p = 1 \text{ kW}$ (ligne rouge) sur une gamme de 150 nm (a) et avec une vision plus rapprochée (b). Les faisceaux signal et pompe sont injectés selon l'axe lent de la fibre. La longueur d'onde de pompe considérée est $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$ 98

- Figure III.50 : Spectres optiques en sortie du tronçon de fibre hybride (5 m) du signal seul (ligne bleue) et avec ajout d'une pompe de puissance crête $Pp = 1 \text{ kW}$ (ligne rouge) sur une gamme de 150 nm (a) et avec une vision plus rapprochée (b). Les faisceaux signal et pompe sont injectés selon l'axe rapide de la fibre. La longueur d'onde de pompe considérée est $\lambda p = 1025 \text{ nm}$ 99
- Figure III.51 : Traces d'autocorrélation expérimentale où $\Delta\tau_{FWHM} = 550 \text{ fs}$ après application du facteur de forme $K \approx 1,331$ (ligne rouge) et déduite du spectre optique où $\Delta\tau_{FWHM} = 310 \text{ fs}$ (ligne noire). 100
- Figure IV.1 : Pour une onde de pompe centrée à 532 nm, courbe d'accord de phase : (a) Dans le cas d'une interaction de type I. (b) Dans le cas d'une interaction de type II. Les courbes sont issues du logiciel SNLO. La légende désigne la polarisation des ondes concernées : pompe (vert), signal (rouge), idler (bleu). 110
- Figure IV.2: Architecture globale du démonstrateur pilote. Nous distinguons les sous-systèmes source femtoseconde FOPCA, module pré-amplificateur, pompe commerciale et étages OPCPA. (AOM) pour l'anglais *acousto-optic modulator*. 112
- Figure IV.3 : Dans le cas d'une interaction centrée à 1053 nm avec une intensité de pompe $I_{p0} = 0,5 \text{ GW.cm}^{-2}$ et une longueur de LBO de 42 mm : (a) Angle d'accord de phase en fonction de l'angle non-colinéaire. (b) Gain petit signal en fonction de l'angle non-colinéaire. 116
- Figure IV.4 : Dans le cas d'une interaction centrée à 1053 nm, (a) acceptation angulaire, (b) acceptation spectrale et (c) acceptation en température en fonction de l'angle non-colinéaire pour les étages OPA 1/2 avec un cristal de LBO de 42 mm (courbes bleues) et pour l'étage OPA 3 avec un cristal de LBO de 23 mm (courbes noires). 116
- Figure IV.5 : Dans le cas d'une interaction centrée à 1053 nm avec une intensité de pompe $I_{p0} = 0,5 \text{ GW.cm}^{-2}$ et une longueur de BBO de 18 mm : (a) Angle d'accord de phase en fonction de l'angle non-colinéaire. (b) Gain petit signal en fonction de l'angle non-colinéaire. 117
- Figure IV.6 : Dans le cas d'une interaction centrée à 1053 nm, (a) acceptation angulaire, (b) acceptation spectrale et (c) acceptation en température en fonction de l'angle non-colinéaire pour les étages OPA 1/2 avec un cristal de BBO de 18 mm (courbes bleues) et pour l'étage OPA 3 avec un cristal de BBO de 10 mm (courbes noires). 117
- Figure IV.7 : Illustration du phénomène de « *walk-off* » dans un cristal uniaxe. ρ est l'angle de « *walk-off* » et α l'angle de non-colinéarité. La réfraction n'est pas prise en compte pour les tracés. 119
- Figure IV.8 : Illustration du phénomène de « *walk-off compensation* ». 120
- Figure IV.9 : Illustration du phénomène de « *non walk-off compensation* ». 120
- Figure IV.10 : Architecture globale du démonstrateur pilote définie à la suite de l'étude de dimensionnement. (AOM) pour l'anglais *acousto-optic modulator*. 122
- Figure IV.11 : Schéma expérimental du démonstrateur pilote tel que construit. Les différentes voies de pompe ($Fp012, Fp1, Fp2, Fp03, Fp3$) et signal ($Fs0, Fs1, Fs2$) sont indiquées ainsi que les diamètres effectifs des faisceaux dans chaque voie. 123

- Figure IV.12 Vue d'ensemble du démonstrateur pilote. La position des cristaux de chaque étage paramétrique est indiquée par une flèche orange..... 124
- Figure IV.13 : Configuration de l'étage paramétrique OPA 1. Les ondes signal, pompe et *idler* sont indiquées par les flèches de couleur rouge, verte et marron. Les cristaux de *LBO* sont installés dans des fours (rectangles bleus)..... 125
- Figure IV.14 : Orientation du cristal de *BBO* et des ondes incidentes au sein de l'étage d'amplification OPA 3. L'angle non-colinéaire α doit être compris entre 0,5 et 1,5°. La réfraction n'est pas prise en compte pour les tracés. 126
- Figure IV.15 : (a) Montage optique de mise en forme spatiale du faisceau signal. *Fasph.* désigne la lentille asphérique, *Fs0_in* et *Fs0_out* les lentilles d'entrée et de sortie de l'afocal *Fs0*. (b) Profil spatial mesuré en sortie de l'afocal *Fs0*, dans le plan de l'*AOM*. 126
- Figure IV.16 : Profils spatiaux (a) du faisceau non diffracté à l'ordre 0 et (b) du faisceau diffracté à l'ordre 1, mesurés en sortie de l'*AOM* dans le plan d'imagerie de l'étage d'amplification OPA 1. 127
- Figure IV.17 : (a) Spectres optiques en sortie du tronçon de fibre hybride (ligne rouge) et avec l'ajout d'un filtre spectral passe-bande centré à 1053 nm (ligne noire) pour une longueur d'onde de pompe $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$ et une puissance crête de pompe $P_p = 1 \text{ kW}$. Les faisceaux signal et pompe (de la source femtoseconde fibrée) sont injectés selon l'axe lent. (b) Impulsions signal après l'étape de filtrage spectral. 128
- Figure IV.18 : Imagerie du faisceau signal au sein du démonstrateur pilote. *Fs0_in* et *Fs0_out* désignent les lentilles d'entrée et de sortie de l'afocal *Fs0*. Il en est de même pour les afocaux *Fs1* et *Fs2*. 129
- Figure IV.19 : Imagerie du faisceau pompe au sein du démonstrateur pilote. *Fp012_in* et *Fp012_out* désignent les lentilles d'entrée et de sortie de l'afocal *Fp012*. Il en est de même pour les afocaux *Fp1*, *Fp2*, *Fp03*, et *Fp3*. Le profil d'interférences en sortie du laser de pompe, réalisé avec une lame de Shearing est également présenté..... 129
- Figure IV.20 : Réglages des faisceaux de pompe en termes de répartition en énergie (cercle orange), réglages en énergie et en polarisation (cercle violet) et synchronisation (cercle bleu)... 131
- Figure IV.21 : Impulsion pompe à la sortie du laser commercial. 131
- Figure IV.22 : Profils spatiaux et coupes transversales du faisceau de pompe (a) dans le plan d'imagerie OPA 1 et (b) dans le plan d'imagerie OPA 2. Les coupes transversales noires et rouges correspondent aux coupes selon les lignes pointillées verticales et horizontales..... 132
- Figure IV.23 : Spectres optiques en sortie de l'étage d'amplification OPA 2 (ligne rouge) et avec l'ajout d'un filtre spectral passe-bande centré à 1050 nm (ligne noire). 133
- Figure IV.24 : Spectres optiques du signal sans amplification (ligne noire en pointillés), et avec amplification en sortie des étages OPA 1 (ligne bleue), OPA 2 (ligne verte) et OPA 3 (ligne rouge). 133
- Figure IV. 25 : Profil spatial du faisceau signal amplifié en sortie de l'étage OPA 3..... 135
- Figure IV.26 : (a) Profils spatiaux et (b) coupes transversales expérimentaux du faisceau signal à la sortie des étages OPA 1, OPA 2 et OPA 3 successivement. Sur la partie (b), les coupes transversales

noires et rouges correspondent aux coupes selon les lignes pointillées verticales et horizontales de la partie (a).....	136
Figure IV.27 : Calculs numériques (a) des distributions en intensité spectrales et spatiales (b) des allures des profils spatiaux au cours de la propagation du faisceau signal à la sortie des étages <i>OPA 1</i> , <i>OPA 2</i> et <i>OPA 3</i> successivement. Sur la partie (b), la ligne noire en pointillés correspond au faisceau signal en entrée de chaque étage, la ligne verte au faisceau pompe en entrée de chaque étage et le coloré rouge au faisceau signal en sortie de chaque étage.	136
Figure IV.28 : Calcul de l'évolution de l'énergie des impulsions de pompe (ligne verte) et de signal (ligne rouge) lors de leur propagation au sein des étages <i>OPA 1</i> , <i>OPA 2</i> et <i>OPA 3</i> successivement.....	137
Figure IV.29 : Architecture globale du démonstrateur pilote et du système de compression. Nous distinguons les sous-systèmes source femtoseconde <i>FOPCA</i> , pompe commerciale et étages <i>OPCPA</i> . (<i>AOM</i>) pour l'anglais <i>acousto-optic modulator</i> . <i>R1</i> et <i>R2</i> désignent les réseaux de diffraction et <i>D</i> le dièdre de renvoi.....	138
Figure IV.30 : Traces d'autocorrélation expérimentale où $\Delta\tau_{FWHM} = 480 \text{ fs}$ après application du facteur de forme $K \approx 1,414$ (ligne rouge) et déduite du spectre optique où $\Delta\tau_{FWHM} = 200 \text{ fs}$ (ligne noire).	139
Figure IV.31 : Influence de l'ajout de terme de phase spectrale sur une impulsion gaussienne de 8 nm de largeur à mi-hauteur centrée à 1053 nm. (a) Pour une phase spectrale nulle (impulsion limitée par transformée de Fourier). (b) Avec ajout de phase spectrale $\varphi_2 = 0,064 \text{ ps}^2$ et $\varphi_3 = 0,027 \text{ ps}^3$	140
Figure III.A 1 : Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie d'un tronçon de fibre hybride manchonnée. Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe lent de la fibre. Les longueurs d'onde de pompe sont $\lambda_p = 1036 \text{ nm}$ (ligne cyan), $\lambda_p = 1036,5 \text{ nm}$ (ligne jaune) et $\lambda_p = 1037,5 \text{ nm}$ (ligne magenta). La puissance de pompe est fixée telle que $P_p = 1 \text{ kW}$. La ligne rouge en pointillés symbolise la longueur d'onde de 1053 nm.	152
Figure III.B 1 : (a) Spectres optiques de fluorescence paramétrique obtenus en sortie du tronçon de fibre hybride manchonnée. Le faisceau de pompe est injecté selon l'axe lent de la fibre, avec $\lambda_p = 1029 \text{ nm}$. Les différentes courbes correspondent à différentes puissances de pompe (de 700 à 1310 W).	154
Figure IV.B 1 : Schéma expérimental du démonstrateur pilote.	158

Liste des tableaux

Tableau II.1: Récapitulatif des différents types d'interaction au sein du processus d'amplification paramétrique selon l'état de polarisation des ondes signal, *idler* et pompe..... 37

Tableau II.2 : Vue d'ensemble des instabilités scalaires et vectorielles selon l'état de polarisation de l'onde de pompe. La polarisation des lobes d'instabilité se réfère aux lobes signal (rouge) et *idler* (bleu). 43

Tableau III.1: Cahier des charges établi concernant la source fibrée sous architecture *FOPCPA*. 58

Tableau IV.1: Cahier des charges établi concernant le développement du démonstrateur pilote sous architecture *OPCPA*. 111

Tableau IV.2 : Longueurs optimales de cristaux pour les trois étages d'amplification paramétrique selon le type de cristal choisi. 114

Tableau IV.3 : Acceptances spectrale, angulaire et en température dans les cas colinéaire et non-colinéaire pour les étages OPA 1/2 et l'étage OPA 3 selon l'utilisation de cristaux de *LBO* ou de *BBO*. Les données sont issues des Figure IV.4 et Figure IV.6. 118

Tableau III.B 1 : Récapitulatif des différentes variables menant à l'estimation du zéro de dispersion du tronçon de fibre hybride considéré. 155

Tableau IV.A 1 : Expressions des indices de réfraction dans les cristaux de *LBO* et de *BBO* en fonction des coefficients de Sellmeier selon l'interaction de type I considérée. Les termes *no* et *ne* se réfèrent aux directions de polarisation ordinaire et extraordinaire. θ est l'angle d'accord de phase. 156

Tableau IV.C 1 : Distances focales des lentilles d'imagerie et diamètres du faisceau signal. .. 159

Tableau IV.C 2 : Distances focales des lentilles d'imagerie et diamètres du faisceau pompe. 160

Résumé

Les travaux présentés concernent le développement en laboratoire d'un démonstrateur pilote de type installation laser d'ultra-haute intensité. En tant que premier élément d'une chaîne laser de puissance, le pilote a un rôle primordial de création, de mise en forme et de pré-amplification des impulsions. L'architecture d'un tel sous-système s'articule autour d'une source et d'un module pré-amplificateur. Nous présentons dans une première partie du manuscrit le développement d'une source femtoseconde entièrement fibrée reposant sur la technique d'amplification paramétrique optique fibrée d'impulsions à dérive de fréquence (*FOPCPA*). La réalisation de cette source, basée sur l'apport de technologies fibrées, nécessite d'adresser des problématiques liées à l'amplification paramétrique optique fibrée, à la caractérisation et l'intégration de fibres microstructurées à l'état de l'art et à l'étirement fibré d'impulsions courtes. Avec cette source, basée sur l'utilisation de fibres monomodes à maintien de polarisation, nous rapportons l'amplification paramétrique dans la gamme du microjoule d'impulsions centrées à 1053 nm de 10 nm de largeur spectrale. La seconde partie des travaux consiste à amplifier le signal issu de la source femtoseconde fibrée au sein du module pré-amplificateur, basé sur la technique *OPCPA*. L'architecture de ce module repose sur la mise en œuvre d'un laser de pompe récurrent délivrant des impulsions de quelques joules ainsi que sur plusieurs étages d'amplification paramétrique basés sur des cristaux non linéaires. A la suite d'une phase de dimensionnement des étages d'amplification paramétrique, nous démontrons l'obtention d'impulsions de 8 nm de largeur spectrale et une énergie de 200 mJ avec des caractéristiques temporelles (compression ≈ 500 fs) et spatiales de bonne qualité. Ces premiers résultats prometteurs ouvrent la voie à la réalisation d'études paramétriques concernant le contraste temporel, paramètre clé au sein des installations laser de puissance.

Mots-clés : installation d'ultra-haute intensité, amplification paramétrique optique fibrée (*FOPA*), amplification paramétrique optique d'impulsions à dérive de fréquence (*OPCPA*), fibre optique microstructurée, impulsions laser femtosecondes, contraste temporel.

Abstract

In this manuscript, we present the development of an UHI (ultrahigh intensity laser) front-end system. As the first element of an UHI beamline, the front-end has an essential role in creation, shaping and preamplification of the pulse. Such system is typically composed of a source and a preamplifier module. First part of the PhD is dedicated to the development of the femtosecond source. This all-fiber system is based on FOPCPA (fiber optical parametric chirped pulse amplification) technic. Many fiber technologies, currently under development in the laboratory, have been applied: fiber optical parametric amplification, integration of specifically designed and fabricated microstructured optical fiber and short pulse fiber stretching. We report parametric amplification of 1053 nm centered pulses with 10 nm-spectral-bandwidth to microjoule range. Second part of the PhD is concentrated on the amplification of the femtosecond fiber source into the preamplifier module, based on OPCPA process. The system rests on a recurrent joule pump laser and on several OPA (optical parametric amplification) stages made with nonlinear crystals. After a sizing study to define the parametric amplification stage architecture, we obtain amplification of 8 nm-spectral-bandwidth and 200 mJ pulses with temporal (compression ≈ 500 fs) and spatial characteristics of good quality. These first promising results open up the subject to parametric studies on the temporal pulse contrast, a key parameter for UHI facilities.

Key words: ultrahigh intensity laser (UHI), fiber optical parametric amplification (FOPA), optical parametric chirped pulse amplification (OPCPA), microstructured optical fiber, femtosecond laser pulse, temporal contrast.