



NOPCPA ultracourt pompé par CPA fibré haute cadence

Christophe Hazera

► To cite this version:

Christophe Hazera. NOPCPA ultracourt pompé par CPA fibré haute cadence. Autre. Université de Bordeaux, 2014. Français. NNT : 2014BORD0094 . tel-01510154

HAL Id: tel-01510154

<https://theses.hal.science/tel-01510154>

Submitted on 19 Apr 2017

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.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DE SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

par **Christophe HAZERA**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Lasers, Matière, et Nanosciences

NOPCPA ultracourt pompé par CPA fibré haute cadence

Soutenue le : 7 juillet 2014

Après avis de :

M. Alain BARTHELEMY	Rapporteur
M. Marc HANNA	Rapporteur

Devant la commission d'examen formée de :

M. P. TAMARAT	Professeur, LP2N, Bordeaux	Président
M. A. BARTHELEMY	Directeur de recherche CNRS, XLIM, Limoges	Rapporteur
M. M. HANNA	Chargé de recherche CNRS, Charles Fabry, Palaiseau	Rapporteur
M. O. UTEZA	Directeur de recherche CNRS, LP3, Marseille	Examineur
M. S. PETIT	Ingénieur de recherche, CELIA, Bordeaux	Directeur de thèse
M. E. CONSTANT	Chercheur CNRS, CELIA, Bordeaux	Co-directeur de thèse

A toi Virgile, mon adorable fils,

Remerciements

Mes premiers remerciements sont bien entendu destinés à mes deux directeurs de thèse Stéphane PETIT et Eric CONSTANT. Chef de bord du très audacieux projet SOLSTICE, Stéphane PETIT a su me transmettre avec beaucoup de patience et de pédagogie son savoir-faire technique et scientifique acquis au cours de sa longue et brillante expérience dans le domaine des lasers femtosecondes. Je suis très fier aujourd’hui d’avoir participé avec lui à cette grande aventure qui a exigé de nous rigueur et persévérance. Quant à Eric CONSTANT, il a su, à force de calme et de perspicacité, mettre régulièrement de l’ordre dans mes travaux pour me redonner confiance en moi et motivation dans les moments les plus difficiles, tout particulièrement pendant la phase finale de la rédaction.

Je remercie également le CNRS et la Région Aquitaine qui m’ont apporté le financement indispensable à la réalisation de ce grand projet.

De plus, j’adresse un grand merci aux différents membres de mon jury de thèse : le président Philippe TAMARAT, les deux rapporteurs Alain BARTHELEMY et Marc HANNA, ainsi que l’examineur Olivier UTEZA, face à qui j’ai défendu le résultat de plusieurs années d’un travail acharné. J’ai été très honoré de voir le grand soin et la pertinence avec laquelle ils ont analysé et commenté l’ensemble de mes études.

Merci à Bertrand AUDOIN et Eric MEVEL qui sont à la direction de l’école doctorale de Sciences Physiques et de l’Ingénieur de l’Université de Bordeaux.

Je tiens également à remercier Philippe BALCOU, directeur du laboratoire CELIA dans lequel j’ai été accueilli pendant toutes ces années. Il a notamment beaucoup œuvré à la fin de ma thèse pour que je puisse bénéficier d’une prolongation de mon contrat CNRS suite à un accident dont j’ai été victime. Cette prolongation m’a permis de terminer dans les temps un certain nombre d’expériences très importantes pour mes travaux. De même, merci à Ghita GEOFFROY, directrice adjointe du CELIA, pour sa bienveillance à mon égard dans une période de découragement survenue en plein milieu de ma thèse.

Remerciements aussi pour les deux chefs du groupe GOLF dont je faisais partie : Eric CORMIER et Dominique DESCAMPS. Merci à Eric d’avoir organisé ces sorties en bateau sur le bassin d’Arcachon avec ce fameux « Bac à Voile ». J’en garde encore d’excellents souvenirs passés tous ensemble. Je remercie d’ailleurs les autres membres permanents de l’équipe : Capucine MEDINA, Jérôme LHERMITE, Frédéric BURG, Sébastien MONTANT, et Jean-Christophe DELAGNE.

Un très grand merci à mes collègues thésards qui ont partagé le même bureau que moi, notamment à Guillaume MACHINET qui m’a régulièrement apporté des aides techniques en salle d’expérience, à Julien NILLON, dont la clarté d’esprit m’a permis de comprendre bien des concepts sur le plan scientifique, à Pierre SEVILLANO qui m’a souvent encouragé à ne rien lâcher, et à Coralie FOURCADE DUTIN que j’ai côtoyé au début de ma thèse. Je remercie également les autres thésards

du laboratoire : Amélie CABASSE avec qui j'ai passé d'interminables soirées à recueillir des données en salle d'expérience, Ondrej HORT et François VILAR avec qui j'ai partagé quelques soirées bien arrosées, Romain ROYON qui m'a soutenu pendant la rédaction de cet ouvrage, Charles HANDSCHIN, Hartmut RUF, Antoine DUBROUIL, François DENEUVILLE, Ludovic BARILLEAU, et Ludovic QUINTARD pour leur sympathie et leur solidarité en général.

De plus, mes remerciements vont à tous les autres membres du laboratoire avec qui j'ai pu avoir des échanges enrichissants et conviviaux. Je pense par exemple à mon sympathique voisin de bureau Bernard PONS que je voyais régulièrement s'arracher les cheveux pour calculer ses trajectoires quantiques, à Anatoly FILIPPOV, le « MacGyver » russe du laboratoire, et à Nikita SHCHEBLANOV qui m'a généreusement prêté son bureau pour que je puisse rédiger ma thèse dans un endroit calme. Il y a également l'équipe de mécaniciens constituée d'Alain LEGOFF et Laurent MERZEAU à qui j'ai donné beaucoup de travail. Enfin, je pense aussi au personnel du service administratif et financier du CELIA : merci notamment à Sophie HEURTEBISE, à Céline OUM pour son écoute et sa gentillesse, et à Emmanuelle LESAGE pour son humour et sa joie de vivre.

Je souhaite également remercier les acteurs professionnels extérieurs au laboratoire avec qui nous avons beaucoup collaboré, en particulier, les membres d'Alphanov : Pascal DUPRIEZ, Christophe PIERRE, Ramatou BELLO DOUA, et Florent CHATAGNIER.

Mes derniers remerciements sont adressés tout d'abord à mes meilleurs amis Manuela DUPUY, Abdourahmane DIAW, et Sofia SOTO auprès desquels j'ai pu trouver le recul et les temps de détente nécessaires à la réalisation de ce travail. Je remercie également ma famille qui a été très présente pour m'encourager tout au long de cette aventure, notamment mon frère François HAZERA, mon père Philippe HAZERA, et ma mère Anne HAZERA. Je veux aussi remercier Virginie VOTA pour la stabilité et l'exceptionnelle force mentale qu'elle m'a apportée afin d'aller au bout de ce travail de thèse. Enfin, merci à toi mon fils Virgile HAZERA VOTA d'avoir eu la délicatesse d'attendre que je soutienne ma thèse avant de venir au monde le 18 juillet 2014. Merci à toi de faire partie de ma vie aujourd'hui.

Je vous souhaite à tous et à toutes : santé, bonheur, et réussite dans tous vos projets.

Sommaire

Remerciements	5
Introduction	11
1 Amplification paramétrique d'impulsions ultracourtes du domaine visible au proche infrarouge	15
1.1 Mélange à trois ondes : principe de l'amplification paramétrique et du doublage de fréquence	17
1.1.1 Amplification paramétrique optique	17
1.1.2 Génération de second harmonique	18
1.2 Polarisation induite	18
1.3 Equation d'onde non linéaire	20
1.4 Equations d'ondes couplées	21
1.5 Solutions analytiques	22
1.5.1 Régime de faible conversion	22
1.5.1.1 Amplification paramétrique	22
1.5.1.2 Génération de second harmonique	23
1.5.2 Régime de forte conversion	24
1.5.2.1 Amplification paramétrique	24
1.5.2.2 Génération de second harmonique	25
1.6 Conditions d'accord de phase	26
1.6.1 Réalisation de la condition d'accord de phase	27
1.6.1.1 Milieu anisotrope : utilisation de la biréfringence	27
1.6.1.2 Milieu inhomogène : quasi-accord de phase	30
1.6.2 Processus limitant l'efficacité	32
1.6.2.1 Walk-off	32
1.6.2.2 Acceptance angulaire et spectrale	33
1.6.2.3 Différence de vitesses de groupes	35
1.7 OPA ultracourt : conditions d'amplification large bande en configuration non colinéaire	36
1.7.1 Gestion de la différence des vitesses de groupes par « l'angle magique »	36
1.7.2 Elargissement du spectre amplifié par la divergence et le pompage large bande	38
1.8 Conclusion	40

2	Pompe CPA haute cadence fibrée	43
2.1	Amplification à dérive de fréquence	43
2.1.1	Principe	43
2.1.2	Présentation de l'architecture de la pompe CPA fibrée	44
2.1.3	Rappels d'optique impulsionnelle	45
2.1.3.1	Propagation linéaire : effets d'un milieu dispersif homogène	47
2.1.3.2	Propagation non linéaire : auto-modulation de phase et autres processus	48
2.1.3.3	Caractérisation temporelle des impulsions : autocorrélation du second ordre	49
2.1.4	Caractéristiques du signal injecté dans la pompe CPA fibrée : filtrage spectral et pré-amplification	50
2.1.5	Etirement des impulsions dans un étireur de type Öffner	53
2.1.5.1	Etireur de type Öffner : principe et architecture	53
2.1.5.2	Calculs d'étirements et dimensionnement du dispositif	53
2.1.5.3	Caractérisation de la stabilité de l'étireur de Öffner	55
2.1.6	Compression sans pompage des amplificateurs à forte puissance	59
2.1.6.1	Première configuration : réseaux Wasatch en transmission	60
2.1.6.2	Deuxième configuration : réseaux PGL en réflexion	61
2.2	Amplification dans des fibres photoniques dopées aux ions Ytterbium	63
2.2.1	Rappels théoriques et caractéristiques des fibres amplificatrices	63
2.2.1.1	Structure et conditions de guidage d'une fibre simple gaine	63
2.2.1.2	Intérêt de la fibre double gaine pour le pompage	64
2.2.1.3	Les fibres micro-structurées	66
2.2.1.4	Les deux types de fibres retenues pour le montage de la pompe CPA fibrée	67
2.2.1.5	Propriétés des ions Ytterbium et amplification	69
2.2.2	Préamplifications et division de cadence	70
2.2.2.1	Etude de la fibre la plus adaptée aux différents étages de préamplification : rappel de travaux antérieurs	70
2.2.2.2	Deuxième et troisième étage de préamplification	73
2.2.2.3	Division de cadence	76
2.2.3	Amplification à forte puissance moyenne dans des fibres barreaux à très gros coeur	79
2.2.3.1	Dispositif d'amplification à très forte puissance moyenne	79
2.2.3.2	Les différentes diodes de pompage utilisées	80
2.2.3.3	Influence de la préparation des fibres	82
2.2.3.4	Influence de la diode de pompage	90
2.2.3.5	Dépolarisation dans les fibres barreaux	91
2.2.3.6	Vieillessement des fibres	93
2.2.3.7	Aberration induite par la lentille d'injection de la pompe	96
2.3	Optimisation et caractérisation de la compression vers un régime non linéaire	100

2.3.1	Différents optimums entre les régimes basse et forte amplification	100
2.3.2	Stabilité de la compression à moyen terme	103
2.3.3	Optimisation de la compression à basse puissance par coupure spectrale dans l'étireur	104
2.3.4	Evolution des caractéristiques spectrales et temporelles en fonction de la puissance amplifiée dans la fibre barreau	107
2.3.5	Mesure d'intégrale B par interférométrie spectrale	108
2.3.5.1	Analyse de la relation entre intégrale B et spectre en régime fortement étiré	108
2.3.5.2	Montage et principe de l'expérience d'interférométrie spectrale . . .	109
2.3.5.3	Méthode numérique de Fourier	110
2.3.5.4	Mesure expérimentale d'interférométrie spectrale à basse puissance	113
2.3.5.5	Mesure expérimentale d'interférométrie spectrale à forte puissance .	113
2.3.6	Compression simultanée des deux lignes d'amplification à forte puissance . .	115
2.4	Doublage de fréquence	118
2.4.1	Mesure du facteur M^2 en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur à fibre barreau	119
2.4.2	Test de différents cristaux pour le doublage de fréquence (BBO, BiBO, KDP, LBO)	120
2.4.3	Mise en forme finale de la pompe : doublage dans un cristal de BBO de 1mm	123
2.5	Conclusion	125
3	Développement d'un NOPCPA ultracourt à haute cadence	127
3.1	Elément de base du NOPCPA : l'oscillateur Ti :Sa Rainbow	127
3.1.1	Présentation de l'oscillateur	127
3.1.2	Evaluation de la durée des impulsions signal en sortie de l'oscillateur après passage dans le cristal PPLN	129
3.2	Description des différentes architectures expérimentées	130
3.2.1	NOPCPA en régime de dispersion positive	131
3.2.1.1	Configuration à un étage (pompe disponible=2.5W)	131
3.2.1.2	Configuration à deux étages (pompe disponible=12W)	132
3.2.2	NOPCPA à deux étages en régime de dispersion négative	132
3.3	Méthode de mise en place des amplificateurs paramétriques	133
3.3.1	Synchronisation temporelle	133
3.3.2	Mise en place de la géométrie d'interaction large bande	134
3.3.3	Contraste et fluorescence paramétrique	134
3.3.4	Techniques de suppression de l'AOPF	136
3.3.5	Intensité maximale de la pompe	137
3.4	Caractéristiques spectrales : vers une amplification très large bande en régime de dispersion positive	138
3.4.1	Mesure du spectre amplifié	138
3.4.2	Effets de l'étirement sur la largeur spectrale amplifiée	139
3.4.3	Evolution du spectre amplifié en fonction du délai signal-pompe	140

3.4.4	Meilleurs résultats obtenus	141
3.4.5	Stabilité du spectre amplifié	142
3.4.5.1	Mesures à court terme : détermination de la gigue temporelle	142
3.4.5.2	Mesures à moyen terme sur 40mn	144
3.5	Caractéristiques spatiales et puissances amplifiées	144
3.6	Caractéristiques temporelles : compression des impulsions	146
3.6.1	Configuration à un étage en dispersion positive	146
3.6.1.1	Optimisation de la compression avec et sans amplification	146
3.6.1.2	Mesures FROG pour trois différents contenus spectraux amplifiés . .	147
3.7	Mise en forme de la phase spectrale du signal au moyen d'un SLM introduit dans une ligne à dispersion nulle	149
3.7.1	Principe et montage expérimental du dispositif de mise en forme de la phase spectrale	149
3.7.2	Caractérisation du signal en sortie des étages de NOPCPA	153
3.7.2.1	Signal non amplifié	153
3.7.2.2	Signal amplifié par le premier étage	155
3.7.3	Caractérisation de la pompe en temps réel : « oscilloscope paramétrique op- tique » en régime d'amplification extrêmement étiré	157
3.7.3.1	Calibration	159
3.7.3.2	Changement d'axe et confrontation des résultats à des mesures d'au- tocorrélation et d'intercorrélacion	160
3.8	Conclusion	162
Conclusion générale		163
Annexe		167
Table des figures		169
Acronymes		175
Bibliographie		177

Introduction

Le concept d'atome fut proposé pour la première fois pendant l'antiquité par les philosophes grecs Leucippe et Démocrite. La course vers l'infiniment petit est une quête dans laquelle l'Homme cherche la plus petite et insécable bride de matière qui constitue à la fois l'univers qui l'entoure, et le support indispensable à sa propre existence. Les mécanismes physiques qui régissent les interactions entre ces particules infinitésimales contenues dans les profondeurs de la matière, interrogent aujourd'hui une grande communauté de chercheurs, car ils se produisent sur des échelles de temps extrêmement courtes, difficilement concevables pour l'esprit humain. A titre d'exemple, la période de vibration d'un atome dans une molécule est typiquement de plusieurs dizaines de femtosecondes ($1\text{fs}=10^{-15}\text{s}$). Ou encore, dans l'atome d'hydrogène, le temps de révolution d'un électron sur la première orbite de Bohr est de l'ordre d'une centaine d'attosecondes ($1\text{as}=10^{-18}\text{s}$, soit un milliardième de milliardième de seconde !)

Pour observer la dynamique d'un processus physique quelconque, il est nécessaire de disposer d'un appareil de mesure plus rapide que la vitesse typique d'évolution du phénomène à analyser. Par exemple, pour visualiser à l'aide d'une caméra le déplacement d'un projectile d'un point A à un point B, il faut que le temps de pose et le temps entre deux prises d'images successives soient bien inférieurs au temps que met l'objet pour parcourir la trajectoire AB. C'est, entre autres, de cette façon, que depuis plusieurs décennies, les lasers impulsionnels se sont imposés comme une sorte de « caméra » ouvrant un espace immense sur la compréhension des mécanismes biologiques, chimiques, et physiques ultrarapides du monde nanoscopique, et sub-nanoscopique. Dans cette comparaison imagée, l'équivalent du temps de pose de la caméra, est la durée d'une impulsion laser.

Depuis l'apparition du premier laser dans les années 60 [1], les avancées scientifiques ont permis de diminuer constamment la durée des impulsions laser que l'on peut générer. Dès le départ, les lasers impulsionnels faisaient leur entrée dans le domaine nanoseconde ($1\text{ns}=10^{-9}\text{s}$), puis, très peu de temps après, les lasers picoseconde ($1\text{ps}=10^{-12}\text{s}$) voyaient le jour. Il a fallu attendre 1981 pour que le laser femtoseconde apparaisse [2], et 2001, pour voir les premières démonstrations de génération d'impulsions à l'échelle attoseconde [3, 4]. A chaque étape franchie, un champ nouveau de la physique s'ouvre à la science, et de nouvelles technologies peuvent être mises en oeuvre.

Outre les progrès apportés sur la durée des impulsions, l'immense mosaïque des matériaux lasers, qui ne cesse de s'enrichir, et l'utilisation de plus en plus courante de processus non linéaires, ont permis également d'accroître l'accordabilité et la gamme spectrale d'émission couverte par l'ensemble des lasers, élargissant ainsi le champ des expériences de spectroscopie. Par ailleurs, grâce à la génération d'impulsions ultrabrèves, il est désormais possible de concevoir des expériences de spectroscopie résolues en temps.

Plus précisément, le laboratoire CELIA dans lequel cette thèse a été menée, est impliqué dans un vaste projet de recherche, dont l'un des axes principaux est notamment la réalisation de sources lasers attosecondes uniques. Ces sources seront en outre destinées à mettre en place des expériences permettant d'analyser un certains nombre de processus physiques ultrarapides tels que : la relaxation d'un électron, l'ionisation multi-photonique, la dynamique des vibrations moléculaire, etc...

La méthode développée au CELIA pour réaliser ce type de sources repose sur la génération d'harmoniques d'ordres élevées dans des gaz. Celle-ci se produit lorsqu'un laser intense (fondamental) est focalisé dans un gaz atomique ou moléculaire. Lorsque les différentes composantes spectrales de ce rayonnement XUV sont recomprimées, il est possible d'obtenir un train d'impulsions attosecondes.

Pour générer une impulsion attoseconde unique, une solution possible consiste à utiliser un laser fondamental ultrabref (de l'ordre d'une dizaine de femtosecondes) à phase absolue stabilisée, comportant un très faible nombre de cycles optiques par impulsion, dont un seul correspond au maximum de l'enveloppe de l'impulsion, afin de garantir l'émission cohérente et unique du rayonnement harmonique.

Le sujet de cette thèse s'inscrit donc dans cette problématique. Il s'agit de réaliser une source laser femtosecondes (sub-10 fs) avec phase absolue stabilisée, à très haut taux de répétition (10 ou 100kHz), et haute énergie. Cette source sera ensuite utilisée pour la génération d'impulsions attosecondes uniques.

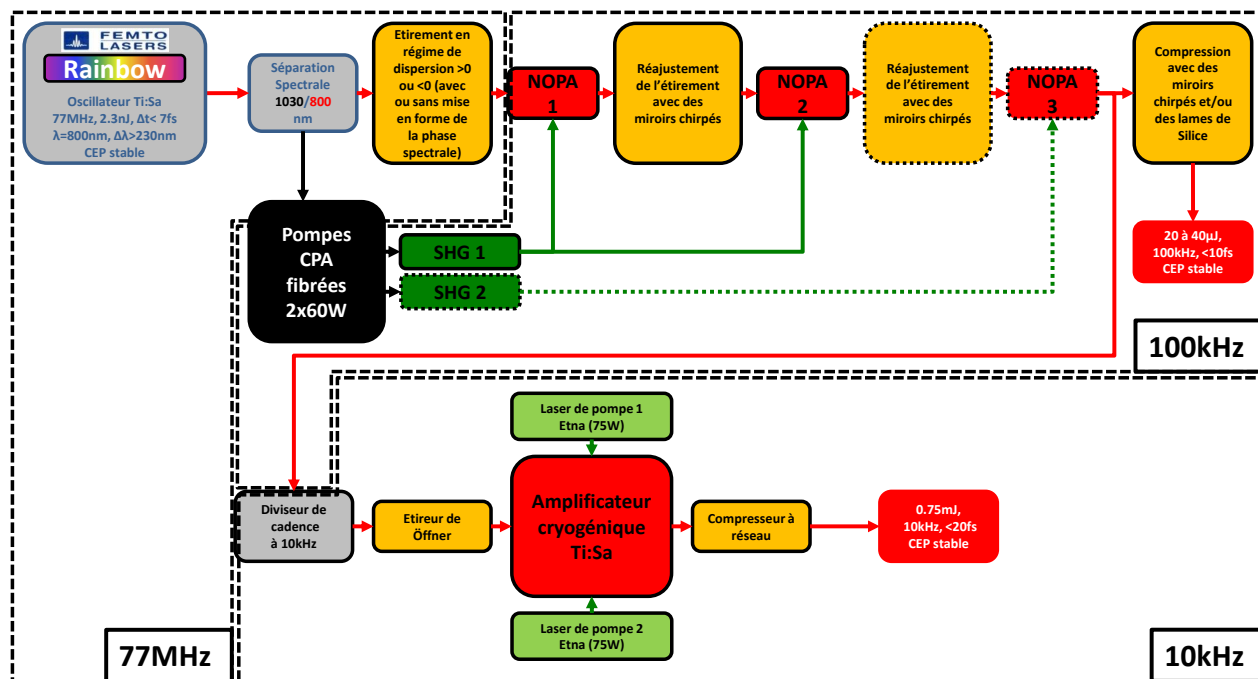


FIGURE 1 – Projet Solstice.

Le projet Solstice a été initié au CELIA au sein de l'équipe « Group on Optics and Femtosecond Lasers (GOLF) » pour répondre à cette problématique. Ce projet illustré sur la figure 1, comporte deux grands ensembles. Le premier, qui constitue le sujet de cette thèse lancé en 2008, est une chaîne laser cadencée à 100kHz, dans laquelle un oscillateur femtoseconde à phase absolue stabilisée est amplifié dans 2 ou 3 étages d'amplification paramétrique ultralarges bandes, dont les

pompes sont réalisées par amplification à dérive de fréquence dans des fibres dopées aux ions Ytterbium. Le deuxième ensemble, utilise le faisceau de sortie de la partie à 100kHz, pour alimenter une chaîne laser cadencée à 10kHz, basée sur un amplificateur Ti :Sa cryogénique multipassages, pompé par deux lasers Etna de 75W chacun.

La première partie du dispositif favorise la haute cadence et la durée ultrabrève (20 à 40 μ J par impulsion de durée sub-10fs attendue à 100kHz), alors que la seconde mise plutôt sur l'énergie (0.75mJ par impulsion de durée sub-20fs attendue à 10kHz). L'intérêt majeur de la préamplification paramétrique à 100kHz est de diminuer l'importante réduction spectrale par le gain obtenue avec un préamplificateur Ti :Sa classique.

Ce manuscrit traite uniquement de la partie à 100kHz du projet Solstice (voir figure 1). L'idée maîtresse de cette chaîne laser est que le signal et la pompe sont tous les deux prélevés du même oscillateur, avant d'être recombinaés dans les amplificateurs paramétriques très larges bandes. L'énorme avantage de cette technique est que les impulsions signal et pompe sont synchronisées passivement. Cette idée, proposée pour la première fois par Andrius Baltuška et Ferenc Krausz [5, 6], a inspiré depuis de nombreux projets lasers, tant dans le domaine de la recherche, que dans le secteur industriel. Précisons qu'une étude préliminaire sur le projet Solstice a fait l'objet d'un stage au CELIA effectué par Julien Nillon [7, 8].

Le pompage des ces amplificateurs paramétriques constitue le coeur de la problématique de cette thèse. Le maître mot étant la haute cadence, et par conséquent, la forte puissance moyenne, nous avons fait le choix d'utiliser des matériaux dopés aux ions Ytterbium, dont le défaut quantique assez faible, réduit grandement les contraintes liés à la gestion de la thermique inhérente à la forte puissance moyenne.

Concernant la stratégie à adopter pour la conception d'un amplificateur pompé par des diodes continues de fortes puissances, trois différentes possibilités s'affrontent globalement aujourd'hui.

Tout d'abord, il y a les amplificateurs de type « Slab », qui signifie « pavé » en anglais. Il s'agit d'utiliser comme milieu à gain, un cristal ayant la forme d'un pavé très fin de façon à faciliter son refroidissement de part et d'autre de sa large surface. Franz Tavella et son équipe ont ainsi fait réaliser par la société Innoslab, une pompe délivrant une puissance moyenne de 200W, avec des impulsions de 830fs, à une cadence de 100kHz, pour le pompage d'un amplificateur paramétrique ultralarge bande [9]. A cadence plus élevée, ce type d'amplificateur permet de facilement dépasser le kilowatt, avec une assez bonne qualité de faisceau [10].

Par ailleurs, il existe les amplificateurs de type « thin-disk » (« disque fin » en anglais), parfois appelés « active-mirror ». Avec cette méthode, le milieu à gain sur lequel vient se réfléchir le faisceau amplifié, est refroidi par un seul côté suivant un axe longitudinal, évitant ainsi les gradients transverses de température à l'origine du phénomène indésirable de lentille thermique. Ce type d'amplificateur, inventé dans les années 90 par l'équipe d'Adolf Giesen [11, 12], permet d'atteindre en régime impulsionnel, des puissances moyennes impressionnantes, dépassant aisément la dizaine de kilowatts, avec une excellente qualité de faisceau [13].

Le troisième candidat est l'amplificateur fibré réalisé à partir de fibres microstructurées de type barreau, également appelées en anglais : « rod-type fibers ». Ces fibres comportant un très gros coeur monomode, avec un diamètre avoisinant la centaine de microns [14], sont généralement

dopées aux terres rares. Elles possèdent une double gaine autorisant le pompage par des diodes multimodes de très fortes puissances. Ce dispositif permet de générer une puissance moyenne de plusieurs centaines de watts avec un faisceau proche de la limite de diffraction, donnant lieu à une source de brillance très élevée.

Le groupe de Tavella de l'institut Helmholtz de Iéna, envisage quand à lui un défi particulièrement ambitieux : réaliser par amplification paramétrique ultralarge bande, des impulsions d'énergie supérieure au milijoule, cadencées à 100kHz, avec une durée inférieure à 10fs [15]. Cette amplificateur paramétrique sera pompé par un amplificateur alliant potentiellement les trois technologies présentées précédemment (fibres barreaux, slab, et thin disk). Il doit servir à injecter l'accélérateur de particule appelé : « Free Electron LASer in Hamburg 2 (FLASH2) » [16]. Jusqu'ici, la pompe n'a pu opérer que dans un régime adapté à l'installation FLASH2, délivrant à 10Hz, des paquets de 80 impulsions cadencées à 100kHz, de 25mJ chacune, et recomprimées à 820fs. Ce mode de fonctionnement dit en « paquets d'impulsions », limite considérablement la puissance moyenne, qui serait de 4.4kW, si le train d'impulsions était réellement à 100kHz. Or gérer une telle puissance moyenne dans un amplificateur paramétrique ultrabref est un véritable challenge. Ce type de source, au très fort potentiel scientifique, réclame cependant des moyens humains et des budgets colossaux, réservés à de grandes installations telles que FLASH2.

Par une collaboration qui a précédé les débuts du projet Solstice en 2008, avec entre autres l'université de Iéna, et la société Crystal Fiber, l'équipe GOLF s'est trouvée à l'époque au coeur de la montée en puissance des fibres de type barreaux. C'est donc notamment grâce à l'expérience acquise au CELIA dans ce domaine, que la technologie des amplificateurs à fibres barreaux dopées à l'Ytterbium, a été choisie pour le pompage des amplificateurs paramétriques ultralarges bandes de la partie à 100kHz de la chaîne Solstice. Cette technologie a d'ailleurs fait ses premières preuves en 2010 à l'université de Iéna, où l'équipe de Jens Limpert est parvenue à produire des impulsions de $70\mu\text{J}$, recomprimées à 8fs, à une cadence de 100kHz, et avec stabilisation de la phase absolue [17]. Cette source ultrabrève a ensuite été utilisée pour générer des harmoniques d'ordres élevées à très haute cadence [18]. Par ailleurs, la société Venteon a sorti récemment un amplificateur paramétrique commercial beaucoup moins énergétique ($17\mu\text{J}$), car cadencé à 200kHz, mais basé sur la même technologie [19].

L'architecture de ce manuscrit se divise en trois chapitres. Le premier rappelle certains aspects théoriques de l'amplification paramétrique ultralarge bande du domaine visible au proche infrarouge, et présente des résultats de simulations simples, qui justifient les choix technologiques effectués. Le deuxième chapitre traite de la pompe fibrée basée sur l'amplification à dérive de fréquence. Il présente l'ensemble des développements réalisés au cours de la thèse sur cette pompe, qui forme à elle seule une chaîne laser à part entière. Nous y aborderons les difficultés rencontrées, notamment lorsque la pompe est poussée dans un régime de fonctionnement non linéaire. Enfin, le chapitre 3 présente les premiers résultats expérimentaux obtenus dans trois schémas différents d'amplification paramétrique ultralarge bande.

Chapitre 1

Amplification paramétrique d'impulsions ultracourtes du domaine visible au proche infrarouge

Lorsqu'un champ électrique est appliqué à un matériau diélectrique, celui-ci produit un déplacement des charges positives et négatives dans deux directions opposées. La répartition spatiale non neutre entre les charges positives et négatives qui en découle, forme un ensemble de dipôles induits qui à leur tour produisent un nouveau champ électrique de façon à annuler le premier. Si le champ électrique appliqué est faible, la réponse du milieu est linéaire, et celle-ci est décrite par le modèle de l'électron élastiquement lié au noyau. En revanche, avec un champ électrique très intense ce modèle n'est plus suffisant pour décrire correctement la réponse du milieu qui devient non linéaire.

Plus particulièrement, en optique, lorsqu'une ou plusieurs ondes lumineuses traversent un milieu diélectrique, elles induisent un ensemble de dipôles oscillants qui vont à leur tour rayonner. Si le champ électrique de l'onde ou des ondes lumineuses incidentes est suffisamment intense, alors la polarisation du milieu diélectrique dépend de manière non linéaire de l'amplitude du champ appliqué. On entre alors dans le domaine de l'**optique non linéaire**. Historiquement, les premiers pas expérimentaux de ce champ de la physique datent des années 60. En effet, peu après la réalisation du premier laser par Theodore Harold Maiman en 1960 [1], Peter Franken et son équipe ont mis en évidence pour la première fois un processus non linéaire en 1961 [20] : la génération de second harmonique (Second Harmonic Generation (SHG)). Cette révolution a donc été permise grâce à l'apparition du laser, seule source lumineuse dont le champ électrique est suffisamment intense pour produire des effets non linéaires. Mais l'explosion actuelle de ce vaste domaine de l'optique est survenue grâce à l'émergence des sources lasers femtosecondes, aujourd'hui couramment utilisées dans beaucoup de laboratoires.

Un éventail de processus d'optique non linéaire est aujourd'hui bien connu et utilisé régulièrement dans l'industrie et la recherche scientifique. Parmi eux, se trouve le mélange à trois ondes, correspondant à une interaction du second ordre, par laquelle on peut obtenir les cinq effets non linéaires suivants : la somme de fréquences (Sum Frequency Generation (SFG)), la différence de fréquences (Difference Frequency Generation (DFG)) ou amplification paramétrique optique (Optical Parametric Amplification (OPA)), la génération de second harmonique SHG qui n'est qu'un cas par-

ticulier de la SFG, la rectification optique (Optical Rectification (OR)), et enfin l'effet Pockels. Mais il existe bien d'autres processus d'ordres plus élevés dont on peut citer les plus courants : la génération de troisième harmonique (Third Harmonic Generation (THG)), l'auto-modulation de phase, l'absorption saturable, la diffusion Raman stimulée, la génération d'harmoniques d'ordres élevés (High Harmonic Generation (HHG)), etc...

De tous ces phénomènes, nous allons nous intéresser dans ce chapitre à l'amplification paramétrique optique. Son principe est assez simple : il s'agit de réaliser à travers un milieu non linéaire, un échange d'énergie depuis une source lumineuse intense, de fréquence élevée, vers une source lumineuse faiblement intense, de fréquence plus faible et ajustable. Cette méthode permet d'obtenir des gains en énergie très importants sur une large bande spectrale, et ce en un seul passage, limitant ainsi les effets du rétrécissement spectral par le gain. La largeur du spectre amplifié peut atteindre des valeurs immenses auxquelles correspondent, si la phase est recompressible, des impulsions lumineuses dont la durée avoisine celle d'un cycle optique. En outre, cette technique d'amplification offre une grande ajustabilité dans le choix de la longueur d'onde centrale, il est possible de réaliser des OPAs allant de l'ultraviolet à l'infrarouge lointain, en passant par le visible et le proche infrarouge. Nous trouverons dans les deux sources suivantes : [21, 22], une liste très riche mais non exhaustive des différents dispositifs d'amplification paramétrique existants selon la plage de longueurs d'onde que l'on souhaite amplifier, aussi bien pour des OPAs accordables que pour des OPAs très larges bandes. Enfin, le processus d'amplification paramétrique ne présente pas de défaut quantique, ce qui limite les effets thermiques à ceux dus à l'absorption du matériau. En conséquences, il n'y a pas de lentille thermique, ce qui facilite considérablement la technologie nécessaire pour mettre en oeuvre ce type d'amplificateur.

La génération de second harmonique étant souvent utilisée pour le pompage des amplificateurs paramétriques, nous ferons dans ce chapitre une étude théorique parallèle entre ces deux processus. Nous commencerons par une brève description littérale et schématique de ces deux phénomènes. S'en suivra un certain nombre de rappels d'optique non linéaire concernant la polarisation non linéaire, la propagation d'ondes dans un milieu non linéaire, les équations d'ondes couplées et leurs solutions analytiques, les différentes techniques pour réaliser l'accord de phase, et les mécanismes le limitant. Puis nous poursuivrons sur une partie qui traitera des conditions d'amplification très large bande pour des OPAs ultracourts, nous terminerons par la présentation de quelques résultats de simulations numériques. Le but de ce chapitre étant de poser les bases théoriques sur lesquelles nous nous sommes appuyés pour réaliser nos choix technologiques. En aucun cas il ne s'agira de redémontrer ou de présenter en détail tous les aspects de l'amplification paramétrique, pour cela nous recommandons au lecteur les ouvrages suivants : [23, 24, 25, 26].

1.1 Mélange à trois ondes : principe de l'amplification paramétrique et du doublage de fréquence

1.1.1 Amplification paramétrique optique

L'amplification paramétrique est un processus non linéaire du second ordre dans lequel trois ondes lumineuses interagissent. L'origine de la terminologie « paramétrique » est assez floue. On sait en revanche qu'elle est utilisée pour décrire un phénomène dans lequel les états quantiques initial et final sont les mêmes.

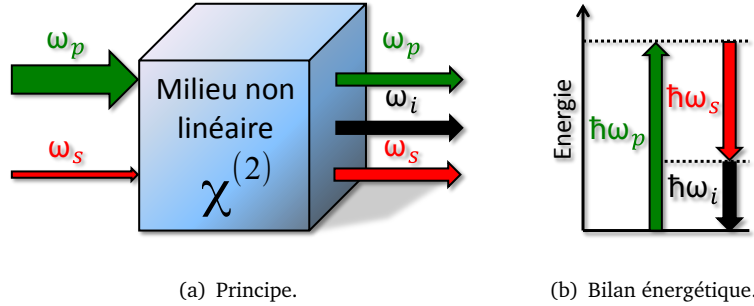


FIGURE 1.1 – Amplification paramétrique.

Le principe de l'amplification paramétrique est décrit classiquement dans la figure 1.1(a). Une onde lumineuse très intense à la fréquence fixe ω_p appelée « onde pompe », transfère son énergie à travers un cristal non linéaire convenablement choisi, à une onde lumineuse moins intense et de fréquence inférieure et variable ω_s appelée « onde signal ». En conséquence, une troisième onde lumineuse à la fréquence ω_i appelée « onde idler » est générée afin de satisfaire la **conservation de l'énergie**, et la **conservation de l'impulsion** :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad \text{Condition énergétique} \quad (1.1)$$

$$\vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \quad \text{Condition d'accord de phase vectoriel} \quad (1.2)$$

Une interprétation corpusculaire simple est donnée dans la figure 1.1(b) : un photon à la fréquence ω_p est absorbé vers un niveau virtuel du milieu non linéaire, puis la présence d'un photon à la fréquence ω_s stimule l'émission d'un autre photon à la fréquence ω_s et de son complémentaire à la fréquence ω_i .

Pour une fréquence de pompe fixée, quelque soit la fréquence du signal, la fréquence de l'onde idler sera égale à la différence de fréquence entre l'onde signal et l'onde pompe. Ainsi, on peut faire varier la fréquence du signal sur une plage très large $\frac{\omega_p}{2} \leq \omega_s < \omega_p$, tant que l'idler n'est pas absorbé par le matériau non linéaire, sa fréquence varie de façon complémentaire à celle du signal $0 < \omega_i \leq \frac{\omega_p}{2}$. On parle de **dégénérescence** lorsque signal et idler ont la même fréquence $\omega_s = \omega_i = \frac{\omega_p}{2}$.

L'amplification paramétrique et la différence de fréquence sont sensiblement le même processus. La distinction entre les deux se fait sur les conditions initiales : dans le cas de l'amplification paramétrique, la puissance de départ de la pompe est très supérieure à celle du signal, alors que dans le cas de la différence de fréquence, pompe et signal ont à peu près la même puissance.

1.1.2 Génération de second harmonique

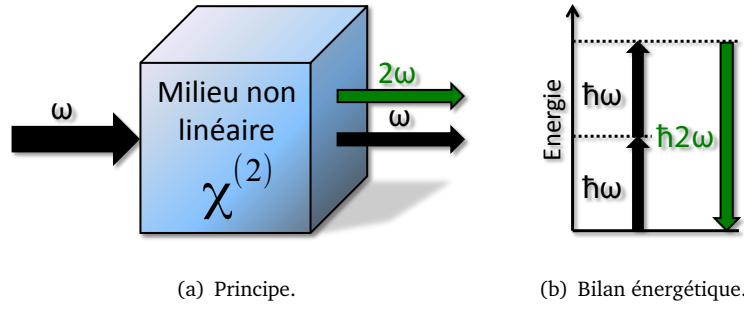


FIGURE 1.2 – Génération de second harmonique.

Plus simple, la génération de second harmonique est un cas particulier de la somme de fréquence, dans lequel deux photons de même fréquence s'ajoutent pour donner naissance à un photon de fréquence double (voir figure 1.2(b)). Classiquement, nous pouvons décrire cet effet en disant qu'une onde de fréquence quelconque transverse un milieu non linéaire, dans lequel elle crée une onde de fréquence double, et à laquelle elle transfère une partie ou la totalité de son énergie (voir figure 1.2(a)). La conservation de l'énergie et de l'impulsion entre les deux ondes doivent également être respectées pour que le processus ait lieu.

1.2 Polarisation induite

Précisons avant tout que dans l'ensemble de ce manuscrit, nous utilisons le système d'unité international (MKSA), et que les vecteurs sont notés en caractère gras : $\vec{A} = \mathbf{A}$.

La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu diélectrique se caractérise par les grandeurs suivantes :

- un champ électrique $\mathbf{E}$.
- un champ d'induction électrique :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1.3)$$

où $\mathbf{P}$ est la polarisation induite dans le matériau, et ϵ_0 la permittivité du vide.

- un champ magnétique $\mathbf{H}$.
- un champ d'induction magnétique :

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}), \quad (1.4)$$

où $\mathbf{M}$ est l'aimantation que l'on considère nulle pour un matériau non magnétique, et μ_0 la perméabilité magnétique du vide.

On suppose le champ électrique $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ comme étant la superposition d'ondes planes quasi-monochromatiques $\mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t)$, constituées d'un terme oscillant à la fréquence ω_n , d'un vecteur d'onde $\mathbf{k}_n$, et d'une enveloppe lentement variable $\mathbf{A}_n(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_n \mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t), \quad (1.5)$$

$$\mathbf{E}_n(\mathbf{r}, t) = \mathbf{A}_n(\mathbf{r}, t)e^{i(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r} - \omega_n \cdot t)} + c.c., \quad (1.6)$$

Lorsque l'amplitude de ce champ électrique est suffisamment importante comparée à celle du champ Coulombien qui lie un électron à son noyau atomique, la réponse du milieu qui se traduit par sa polarisation devient non linéaire. On peut alors décomposer cette polarisation en une somme d'un terme linéaire et de termes non linéaires :

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \underbrace{\mathbf{P}^{(1)}(\mathbf{r}, t)}_{\mathbf{P}^{(L)}(\mathbf{r}, t)} + \underbrace{\mathbf{P}^{(2)}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}^{(3)}(\mathbf{r}, t) + \dots + \mathbf{P}^{(p)}(\mathbf{r}, t) + \dots}_{\tilde{\mathbf{P}}^{(NL)}(\mathbf{r}, t)}, \quad (1.7)$$

où l'on peut démontrer que $\mathbf{P}^{(p)}(\mathbf{r}, t)$ est une fonction multilinéaire d'ordre p du champ électrique dont la composante spatiale suivant l'axe i s'écrit [27] :

$$\begin{aligned} P_i^{(p)}(\mathbf{r}, t) &= \epsilon_0 \sum_{i_1, \dots, i_p} \sum_{n_1, \dots, n_p} \int \frac{d\omega_{n_1}}{2\pi} \dots \int \frac{d\omega_{n_p}}{2\pi} \chi_{ii_1 \dots i_p}^{(p)}(\omega_\sigma; \omega_{n_1}, \dots, \omega_{n_p}) \\ &\quad \times E_{i_1}(\mathbf{r}, \omega_{n_1}) \dots E_{i_p}(\mathbf{r}, \omega_{n_p}) e^{-i(\omega_{n_1} + \dots + \omega_{n_p})t}, \end{aligned}$$

que l'on peut réécrire plus simplement dans l'espace fréquentiel :

$$P_i^{(p)}(\mathbf{r}, \omega_\sigma) = \epsilon_0 \sum_{i_1, \dots, i_p} \sum_{n_1, \dots, n_p} \chi_{ii_1 \dots i_p}^{(p)}(\omega_\sigma; \omega_{n_1}, \dots, \omega_{n_p}) E_{i_1}(\mathbf{r}, \omega_{n_1}) \dots E_{i_p}(\mathbf{r}, \omega_{n_p}), \quad (1.8)$$

où $\chi_{ii_1 \dots i_p}^{(p)}(\omega_\sigma; \omega_{n_1}, \dots, \omega_{n_p})$ est la composante d'indice $ii_1 \dots i_p$ du tenseur de susceptibilité non linéaire $\underline{\chi}^{(p)}$ d'ordre p . Les indices $ii_1 \dots i_p$ renvoient aux coordonnées spatiales. D'autre part, $\omega_\sigma = \omega_{n_1} + \dots + \omega_{n_p}$ est la fréquence de l'onde engendrée par l'interaction entre les p ondes aux fréquences $\omega_{n_1}, \dots, \omega_{n_p}$ dans le milieu non linéaire. Enfin, il est important de préciser que dans certains cas les symétries du milieu ont une importance majeure sur la susceptibilité non linéaire. Par exemple, dans un milieu centro-symétrique toutes les susceptibilités non linéaires d'ordre pair sont nulles. On peut retrouver les détails de ces propriétés dans ces trois ouvrages : [23, 24, 25].

Dans le cas particulier du mélange à trois ondes on exprime la polarisation d'ordre 2 dans l'espace fréquentiel de la façon suivante :

$$P_i^{(2)}(\mathbf{r}, \omega_\sigma) = \epsilon_0 \sum_{j,k} \sum_{m,n} \chi_{ijk}^{(2)}(\omega_\sigma; \omega_m, \omega_n) E_j(\mathbf{r}, \omega_m) E_k(\mathbf{r}, \omega_n), \quad (1.9)$$

avec $\omega_\sigma = \omega_m + \omega_n$.

En supposant que les composantes de fréquences du champ électrique appliqué sont loin de la résonance du milieu d'interaction, on peut alors considérer que la susceptibilité est indépendante de la fréquence $\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_\sigma; \omega_m, \omega_n) = \chi_{ijk}^{(2)}$. Traditionnellement, on introduit une nouvelle notation tensorielle fréquemment utilisée lorsque la symétrie de Kleinman est validée [24] :

$$d_{ijk} = \frac{1}{2} \chi_{ijk}^{(2)}. \quad (1.10)$$

Si on considère la propagation d'ondes suivant l'axe z polarisées linéairement, en utilisant les relations (1.9) et (1.10), on peut obtenir les relations scalaires des expressions de la polarisation non linéaire d'ordre 2 donnant lieu à l'amplification paramétrique et à la génération de second harmonique.

Amplification paramétrique : En prenant en compte trois ondes oscillant aux fréquences ω_s (onde signal), ω_i (onde idler), et ω_p (onde pompe), avec $\omega_p = \omega_s + \omega_i$. On écrit alors la polarisation non linéaire pour chaque composante de fréquence :

$$P^{(2)}(z, \omega_s) = 2\epsilon_0 d_{eff} E^*(z, \omega_i) E(z, \omega_p) \quad (1.11a)$$

$$P^{(2)}(z, \omega_i) = 2\epsilon_0 d_{eff} E^*(z, \omega_s) E(z, \omega_p) \quad (1.11b)$$

$$P^{(2)}(z, \omega_p) = 2\epsilon_0 d_{eff} E(z, \omega_s) E(z, \omega_i) \quad (1.11c)$$

Génération de second harmonique : De même, en considérant seulement deux ondes de fréquences différentes, la première oscillant à la fréquence ω et la deuxième à la fréquence double 2ω . La polarisation non linéaire s'écrit pour chacune des composantes de fréquence :

$$P^{(2)}(z, \omega) = 2\epsilon_0 d_{eff} E^*(z, 2\omega) E(z, \omega) \quad (1.12a)$$

$$P^{(2)}(z, 2\omega) = \epsilon_0 d_{eff} E^2(z, \omega) \quad (1.12b)$$

où $E = |\mathbf{E}|$, $P = |\mathbf{P}|$, et d_{eff} est le coefficient non linéaire effectif calculé à partir du tenseur $\underline{d}$ [23, 24, 25].

1.3 Equation d'onde non linéaire

On démontre l'équation de propagation d'une onde à travers un milieu non linéaire à partir des équations de Maxwell :

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (1.13)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.14)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.15)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}. \quad (1.16)$$

On suppose un matériau non magnétique $\mathbf{M} = 0$, ne contenant pas de charge libre $\rho = 0$, ni de courant libre $\mathbf{J} = 0$. En appliquant de part et d'autre de l'équation (1.15) l'opérateur rotationnel, et en utilisant l'équation (1.16), les expressions du champ d'induction électrique (1.3), du champ d'induction magnétique (1.4), et en séparant les parties linéaire et non linéaire de la polarisation (1.7), on obtient l'équation de propagation la plus générale :

$$\Delta \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \frac{\epsilon_r}{c^2} \otimes \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{(NL)}}{\partial t^2}, \quad (1.17)$$

avec $\underline{\epsilon_r}$ le tenseur de permittivité relative tel que :

$$\underline{\epsilon_r} = 1 + \underline{\chi}^{(1)}. \quad (1.18)$$

L'équation (1.17) met clairement en relief le fait que la réponse non linéaire du milieu agit comme le terme source dans le membre de droite.

Il est possible de montrer que la contribution du terme $-\nabla(\nabla \cdot \tilde{\mathbf{E}})$ dans l'équation (1.17) est généralement négligeable. Par conséquent on retiendra l'expression :

$$\Delta \mathbf{E} - \frac{\epsilon_r}{c^2} \otimes \frac{\partial^2}{\partial t^2} \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}^{(NL)}}{\partial t^2}. \quad (1.19)$$

1.4 Equations d'ondes couplées

En considérant une interaction colinéaire entre des ondes planes quasi-monochromatiques polarisées linéairement, et en incidence normale sur un milieu non linéaire sans perte, on peut établir les équations d'ondes couplées dans les deux cas qui nous intéressent spécifiquement : l'amplification paramétrique et la génération de second harmonique. Pour ce faire, on utilise les expressions de l'équation d'onde non linéaire (1.19) et de la polarisation non linéaire pour l'amplification paramétrique : (1.11a), (1.11b), (1.11c), ou pour la génération de second harmonique : (1.12a), (1.12b). L'axe z est choisi arbitrairement comme axe de propagation des différentes ondes.

L'équation d'onde non linéaire (1.19) étant valable pour chaque composante de fréquence du champ électrique (1.5) : $\omega_s, \omega_i, \omega_p$ dans le cas d'un OPA, et $\omega, 2\omega$ dans le cas du doublage de fréquence, on obtient un système à trois équations décrivant l'amplification paramétrique et un système à deux équations pour la génération de second harmonique. En appliquant l'**approximation de l'enveloppe lentement variable** spatialement et temporellement, et en se plaçant dans le référentiel temporel de la pompe pour l'amplification paramétrique ($\tau = t - \frac{z}{v_{gp}}$), et du fondamental pour la génération de second harmonique ($\tau = t - \frac{z}{v_{g\omega}}$), on démontre les expressions des **équations d'ondes couplées** suivantes [28, 29, 30] :

Amplification paramétrique

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gp}} \right) \frac{\partial A_s}{\partial \tau} = i \frac{2\pi d_{eff}}{n_s \lambda_s} A_i^* A_p e^{i\Delta k z} \quad (1.20a)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gp}} \right) \frac{\partial A_i}{\partial \tau} = i \frac{2\pi d_{eff}}{n_i \lambda_i} A_s^* A_p e^{i\Delta k z} \quad (1.20b)$$

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} = i \frac{2\pi d_{eff}}{n_p \lambda_p} A_s A_i e^{-i\Delta k z} \quad (1.20c)$$

Génération de second harmonique

$$\frac{\partial A_\omega}{\partial z} = i \frac{2\pi d_{eff}}{n_\omega \lambda} A_\omega^* A_{2\omega} e^{i\Delta k z} \quad (1.21a)$$

$$\frac{\partial A_{2\omega}}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_{g2\omega}} - \frac{1}{v_{g\omega}} \right) \frac{\partial A_{2\omega}}{\partial \tau} = i \frac{\pi d_{eff}}{n_{2\omega} \lambda} A_\omega^2 e^{i\Delta k z} \quad (1.21b)$$

Avec $v_{gn} = \frac{d\omega_n}{dk_n}$ la vitesse de groupe d'une onde à la fréquence ω_n . Ces deux équations font apparaître des termes de différence de vitesses de groupes (Group Velocity Mismatch (GVM)) : $\delta_{nm} = \frac{1}{v_{gn}} - \frac{1}{v_{gm}}$, que l'on abordera plus en détail dans la partie 1.6.2.3. Précisons que ces équations ne tiennent pas compte de la dispersion des vitesses de groupe (Group Velocity Dispersion (GVD)). Par ailleurs, nous avons introduit ici le désaccord de phase : $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ pour l'amplification paramétrique, et $\Delta k = 2k_\omega - k_{2\omega}$ pour la génération de second harmonique. Dans le cas plus général d'une interaction non colinéaire cette quantité devient un vecteur $\Delta \mathbf{k}$.

En prenant l'exemple de l'amplification paramétrique, on démontre à partir des équations d'ondes couplées les **relations de Manley-Rowe** illustrant la conservation du flux de photons entre les trois ondes en interaction :

$$\frac{1}{\omega_s} \frac{dI_s}{dz} = \frac{1}{\omega_i} \frac{dI_i}{dz} = -\frac{1}{\omega_p} \frac{dI_p}{dz}, \quad (1.22)$$

où l'intensité de l'onde à la fréquence ω_n est définie par : $I_n = \frac{1}{2} c \epsilon_0 n_{\omega_n} |A_n|^2$.

1.5 Solutions analytiques

Nous allons maintenant présenter sans démonstration, les solutions analytiques des systèmes d'équations d'ondes couplées pour l'amplification paramétrique et la génération de second harmonique. On distingue deux régimes possibles selon la quantité d'énergie échangée lors de l'interaction. Premièrement, un **régime de faible déplétion de la pompe** ou de **faible conversion**, dans lequel le transfert d'énergie en provenance de la pompe ou du faisceau fondamental est si faible comparé à son énergie totale, que cette dernière peut être considérée comme constante le long du cristal non linéaire : $A_p(z) = cste$ et $A_\omega(z) = cste$. Deuxièmement, un **régime de forte déplétion de la pompe** ou de **forte conversion**, au cours duquel en théorie, la quasi-totalité de l'énergie de la pompe ou du fondamental peut être transférée au couple signal-idler ou au second harmonique. Nous supposons ici que les vitesses de groupes entre les différentes ondes sont égales, et que leurs dispersions sont nulles, ce qui revient à négliger les termes de GVM dans les équations d'ondes couplées précédentes. Sans cette approximation, la résolution analytique de ces équations est impossible, seuls des méthodes numériques permettent d'obtenir les solutions [31].

1.5.1 Régime de faible conversion

1.5.1.1 Amplification paramétrique

Les solutions aux équations d'ondes couplées dans le cas de l'amplification paramétrique en régime de faible déplétion de la pompe sont obtenues en supposant que l'intensité du signal à l'entrée du cristal est très inférieure à l'intensité de la pompe $I_s(z=0) = I_{s0} \ll I_p(z) = I_{p0}$, et que l'onde idler est inexistante $I_i(z=0) = 0$. Les résultats obtenus dépendent du **gain petit signal** que l'on peut écrire sous deux formes [30, 29, 32, 21, 22] :

$$g = \sqrt{\Gamma^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2} = \frac{|\Delta k|}{2} \sqrt{\frac{I_{p0}}{I_{p,seuil}} - 1}, \quad (1.23)$$

où Γ est la densité d'énergie électromagnétique contenue dans le milieu non linéaire, et $I_{p,seuil}$ l'intensité de la pompe à partir de laquelle le processus d'amplification paramétrique est efficace :

$$\Gamma = 4\pi d_{eff} \sqrt{\frac{I_{p0}}{2\epsilon_0 c n_s n_i n_p \lambda_s \lambda_i}} \quad et \quad I_{p,seuil} = \frac{\epsilon_0 c n_s n_i n_p \lambda_s \lambda_i}{8\pi^2 d_{eff}^2} \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2. \quad (1.24)$$

Si $|\Delta k| > 2\Gamma$ ou $I_{p0} < I_{p,seuil}$ alors le gain petit signal est imaginaire pur $g = ig'$ et les intensités des ondes signal et idler évoluent périodiquement en sinus carré :

$$I_s(z) = I_{s0} \left[1 + \frac{\Gamma^2}{g'^2} \sin^2(g'z) \right] \quad (1.25a)$$

$$I_i(z) = I_{s0} \frac{\lambda_s}{\lambda_i} \frac{\Gamma^2}{g'^2} \sin^2(g'z) \quad (1.25b)$$

Si $|\Delta k| = 2\Gamma$ ou $I_{p0} = I_{p,seuil}$, le gain petit signal est nul, l'amplification paramétrique efficace démarre, et les intensités des ondes signal et idler évoluent quadratiquement :

$$I_s(z) = I_{s0} [1 + \Gamma^2 z^2] \quad (1.26a)$$

$$I_i(z) = I_{s0} \frac{\lambda_s}{\lambda_i} \Gamma^2 z^2 \quad (1.26b)$$

Enfin, si $|\Delta k| < 2\Gamma$ ou $I_{p0} > I_{p,seuil}$, le gain petit signal est un réel positif, et les intensités des ondes signal et idler évoluent en sinus hyperbolique au carré :

$$I_s(z) = I_{s0} \left[1 + \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gz) \right] \quad (1.27a)$$

$$I_i(z) = I_{s0} \frac{\lambda_s}{\lambda_i} \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gz) \quad (1.27b)$$

Le gain de l'onde signal s'exprime de la façon suivante :

$$G_s(z) = \frac{I_s(z)}{I_{s0}} = 1 + \frac{\Gamma^2}{g^2} \sinh^2(gz). \quad (1.28)$$

En se plaçant dans les conditions d'un accord de phase parfait $\Delta k = 0$, $g = \Gamma$, et en supposant un gain important $z \gg L_{NL}$, où L_{NL} est la **longueur caractéristique d'interaction non linéaire** :

$$L_{NL} = \frac{1}{\Gamma} = \frac{1}{4\pi d_{eff}} \sqrt{\frac{2\epsilon_0 c n_s n_i n_p \lambda_s \lambda_i}{I_{p0}}}, \quad (1.29)$$

on peut mettre en évidence la croissance exponentielle des ondes signal et idler :

$$I_s(z) \cong I_{s0} \frac{1}{4} e^{2\Gamma z} \quad (1.30a)$$

$$I_i(z) \cong I_{s0} \frac{\lambda_s}{4\lambda_i} e^{2\Gamma z} \quad (1.30b)$$

Dans ce cas le gain du signal s'exprime :

$$G_s(z) = \frac{1}{4} e^{2\Gamma z}. \quad (1.31)$$

Parmi les processus non linéaire du second ordre qui évoluent pour la plupart quadratiquement, cette croissance exponentielle est particulière à l'amplification paramétrique. On peut l'expliquer de la façon suivante : dans le champ électrique intense de la pompe, la présence d'un photon à la fréquence signal stimule l'émission d'un autre photon à la fréquence signal et de son complémentaire à la fréquence idler. Symétriquement, l'amplification de l'idler stimule l'émission de photons à la fréquence signal. Ainsi, la génération du signal renforce celle l'idler et vice versa. Cela produit un effet de rétro-action responsable de la croissance exponentielle des ondes signal et idler.

A titre d'exemple, un signal à 800nm pompé à 515nm dans un cristal de Beta Barium Borate (β -BaB₂O₄) (BBO) de type 1 avec une intensité de 10GW.cm⁻², nécessite une longueur de cristal L=2.7mm pour obtenir un gain de 1000.

1.5.1.2 Génération de second harmonique

De manière analogue, en supposant que l'intensité de l'onde doublée est nulle à l'entrée du cristal, et que celle du fondamental vaut $I_\omega(z=0) = I_{\omega 0}$, on obtient la solution à l'équation d'onde décrivant le comportement de l'onde doublée. L'intensité de celle-ci est proportionnelle au produit du sinus cardinal au carré par le carré de la distance de propagation dans le cristal [30, 24] :

$$I_{2\omega}(z) = I_{\omega 0} \left(\frac{z}{L_{NL}} \right)^2 \text{sinc}^2 \left(\frac{\Delta k}{2} z \right) \quad (1.32)$$

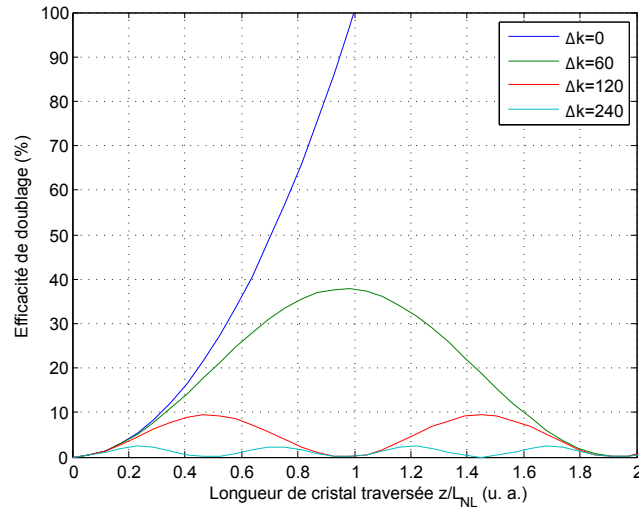


FIGURE 1.3 – Influence du désaccord de phase sur l'évolution de l'intensité de l'onde doublée au cours de la propagation.

L'expression de la longueur non linéaire pour la génération de second harmonique est semblable à celle d'un OPA :

$$L_{NL} = \frac{1}{4\pi d_{eff}} \sqrt{\frac{2\epsilon_0 c n_{\omega}^2 n_{2\omega} \lambda^2}{I_{\omega 0}}}, \quad (1.33)$$

On constate sur la figure 1.3 que si le désaccord de phase est nul $\Delta k = 0$, l'efficacité est maximale et croît de manière quadratique avec la distance parcourue dans cristal. En revanche, si $\Delta k \neq 0$, l'efficacité est plafonnée, elle évolue de façon périodique en sinus carré. Sur l'ensemble des demi-périodes $n\frac{2\pi}{\Delta k} < z < n\frac{\pi}{\Delta k}$ (n est un entier positif) l'efficacité augmente. A l'inverse, sur les demi-périodes $n\frac{\pi}{\Delta k} < z < n\frac{2\pi}{\Delta k}$ l'efficacité diminue car l'énergie de l'onde doublée est reconvertie dans le fondamental.

1.5.2 Régime de forte conversion

1.5.2.1 Amplification paramétrique

Dès lors qu'une portion non négligeable de l'énergie de la pompe est transférée au couple signal-idler, l'hypothèse selon laquelle l'amplitude de la pompe est constante n'est plus valable. Il faut alors résoudre le système d'équations d'ondes couplées sur ses trois composantes. Il est possible d'obtenir des solutions analytiques en faisant l'hypothèse que le désaccord de phase est nul. Ces solutions sont décrites mathématiquement par la fonction périodique sinus de Jacobi [33, 34, 30].

$$I_s(z) = I_{s0} + I_{p0} \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \left(1 - \text{sn}^2 \left[\frac{z - z_0}{l}, \gamma \right] \right) \quad (1.34a)$$

$$I_i(z) = I_{p0} \frac{\lambda_p}{\lambda_i} \left(1 - \text{sn}^2 \left[\frac{z - z_0}{l}, \gamma \right] \right) \quad (1.34b)$$

$$I_p(z) = I_{p0} \text{sn}^2 \left[\frac{z - z_0}{l}, \gamma \right] \quad (1.34c)$$

Avec :

$$\gamma = 1 - \frac{1}{2} \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \frac{I_{s0}}{I_{p0}} \quad \text{et} \quad l = \frac{L_{NL}}{\sqrt{\left(1 + \frac{\lambda_s}{\lambda_p} \frac{I_{s0}}{I_{p0}} \right)}}, \quad (1.35)$$

et où z_0 représente la demi-période du processus (voir figure 1.4) :

$$z_0 = \frac{1}{2} \ln \left(16 \frac{\lambda_p I_{p0}}{\lambda_s I_{s0}} \right) l. \quad (1.36)$$

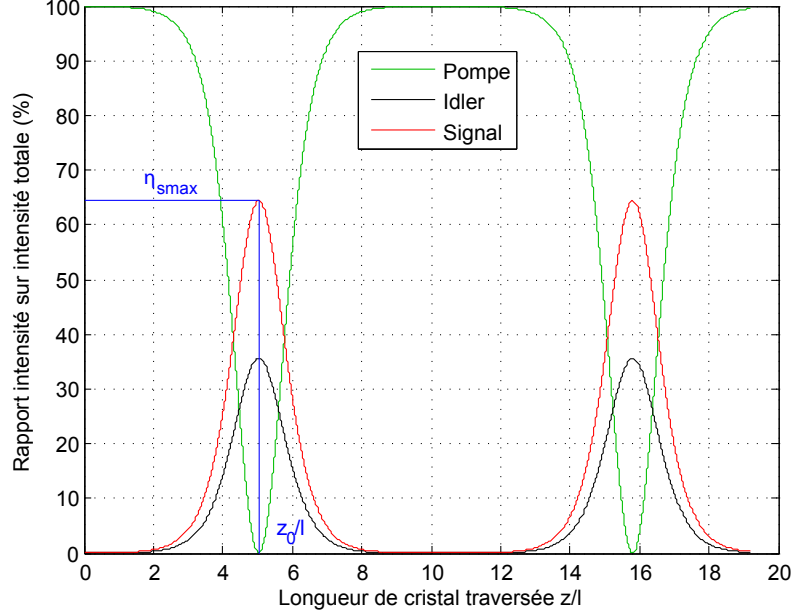


FIGURE 1.4 – Amplification paramétrique en régime de forte conversion.

En régime de forte conversion, on observe un comportement périodique du gain paramétrique en fonction de la longueur de cristal traversée. On peut distinguer trois étapes dans ce processus :

- une phase d’amplification pour $0 < z < z_0$, au cours de laquelle le gain paramétrique augmente avec la distance de propagation,
- un point de saturation en $z = z_0$, pour lequel le gain atteint son maximum,
- et une phase de reconversion pour $z_0 < z < 2z_0$, pendant laquelle se produit une somme de fréquences entre les photons signal et idler pour redonner des photons de pompe.

1.5.2.2 Génération de second harmonique

En régime de forte conversion, il est possible de trouver des solutions analytiques décrivant le comportement du processus de doublage de fréquence. Dans le cas d’un accord de phase parfait, les intensités des ondes fondamentale et doublée évoluent selon les deux expressions suivantes [30] :

$$I_\omega(z) = \frac{I_{\omega 0}}{\cosh^2 \left(\frac{z}{L_{NL}} \right)} \quad (1.37a)$$

$$I_{2\omega}(z) = I_{\omega 0} \tanh^2 \left(\frac{z}{L_{NL}} \right) \quad (1.37b)$$

On observe trois étapes au fur et à mesure de la propagation dans le cristal (voir figure 1.6(a)) :

- une zone de démarrage quadratique du processus
- une étape linéaire de transfert d’énergie

– et la saturation du doublage

Ici, la longueur non linéaire L_{NL} donnée par l'équation (1.33) correspond à la longueur de cristal pour laquelle l'efficacité atteint 58%. Ainsi, pour espérer obtenir en pratique un rendement de conversion maximum, il faut prendre un cristal de longueur bien supérieure à la longueur non linéaire L_{NL} . Dans le tableau 1.5 sont réunis quelques valeurs numériques de longueurs non linéaires pour différents cristaux utilisés au cours de la thèse.

Cristal	BBO	BIBO	LBO	KDP
L_{NL} (μm)	173	194	165	148

FIGURE 1.5 – Génération de second harmonique à 515nm : tableau des longueurs non linéaires pour différents cristaux en configuration de type I avec un éclairage de 200GW.cm^{-2} .

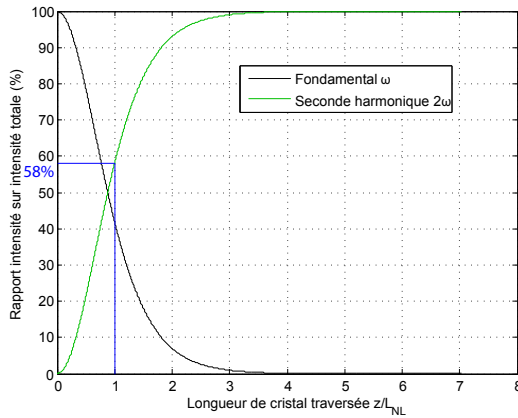
Lorsque l'accord de phase est non nul, l'efficacité de conversion de l'onde doublée est décrite par l'expression suivante :

$$\eta_{2\omega} = \gamma \sin^2 \left[\left(\sqrt{1 + \left(\frac{L_{NL}\Delta k}{4} \right)^2} + \frac{L_{NL}\Delta k}{4} \right) \left(\frac{z}{L_{NL}} \right), \gamma \right] \quad (1.38)$$

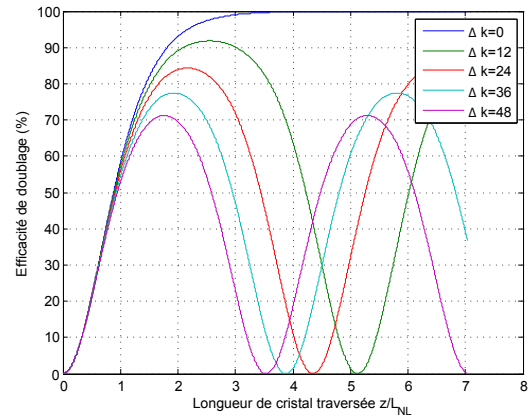
avec

$$\gamma = \left(\sqrt{1 + \left(\frac{L_{NL}\Delta k}{4} \right)^2} - \frac{L_{NL}\Delta k}{4} \right) \quad (1.39)$$

Dans ce cas, l'onde doublée se reconvertit de manière périodique avec l'onde fondamentale (voir figure 1.6(b)).



(a) Transfert d'énergie entre fondamental et second harmonique à l'accord de phase parfait.



(b) Influence de l'accord de phase sur l'efficacité de doublage.

FIGURE 1.6 – Génération de second harmonique en régime de forte conversion.

1.6 Conditions d'accord de phase

Dans les parties 1.4 et 1.5, nous avons présenté les équations d'ondes couplées, et leurs solutions dans le cas de la génération de second harmonique et de l'amplification paramétrique. Les

deux systèmes d'équations font apparaître pour chacune des fréquences un terme source oscillant en $e^{\pm i\Delta k z}$ qui traduit le couplage périodique entre plusieurs ondes lumineuses. En effet, si le désaccord de phase est non nul $\Delta k \neq 0$, ce terme conduit à une succession périodique d'interférences constructives et destructives entre les différentes ondes lumineuses en interaction, il en résulte un plafonnement du rendement de conversion. En revanche, lorsque le désaccord de phase est nul $\Delta k = 0$, on parle d'**accord de phase parfait**, les ondes lumineuses interfèrent constructivement tout le long de la zone d'interaction, ce qui a pour effet de maximiser le rendement de conversion. Le but de cette partie est donc de montrer comment réaliser en pratique cette condition d'accord de phase pour obtenir le meilleur rendement de conversion possible.

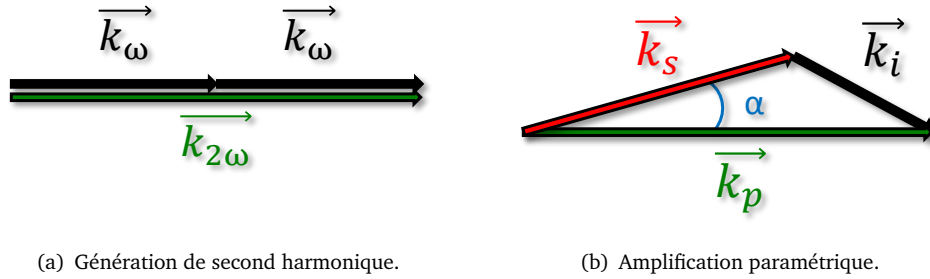


FIGURE 1.7 – Représentation vectorielle de la condition d'accord de phase.

Exprimons la condition d'accord de phase pour la génération de second harmonique en configuration colinéaire, et pour l'amplification paramétrique dans le cas plus général d'une interaction non colinéaire :

$$\Delta k_{SHG} = 2k_\omega - k_{2\omega} = 0, \quad (1.40)$$

$$\Delta k_{OPA} = k_p - k_s - k_i = 0, \quad (1.41)$$

que l'on peut réécrire sous forme d'une condition sur les indices :

$$n_\omega = n_{2\omega}, \quad (1.42)$$

$$(n_i \omega_i)^2 = (n_p \omega_p)^2 + (n_s \omega_s)^2 - 2n_s n_p \omega_s \omega_p \cos(\alpha), \quad (1.43)$$

avec α l'angle entre la pompe et le signal. Or dans un milieu isotrope homogène en régime de dispersion normale $n_\omega < n_{2\omega}$, et $n_i \leq n_s < n_p$, sachant que $0 < \omega_i \leq \frac{\omega_p}{2} \leq \omega_s < \omega_p$, on peut facilement démontrer qu'il est impossible dans ces conditions de satisfaire les expressions (1.42) et (1.43). Dans le cas plus simple de la génération de second harmonique, on peut comprendre cela autrement en disant que pour obtenir la condition d'accord de phase, il faut faire en sorte que l'onde fondamentale se propage avec la même vitesse de phase que l'onde doublée $v_{\varphi\omega} = v_{\varphi 2\omega}$, ce qui n'est pas possible dans un matériau isotrope homogène en régime de dispersion normal.

1.6.1 Réalisation de la condition d'accord de phase

1.6.1.1 Milieu anisotrope : utilisation de la biréfringence

Il existe cependant des solutions pour remédier à ce problème en utilisant par exemple les propriétés de biréfringence de certains cristaux. Nous allons voir comment ceux-ci permettent d'ajuster

l'indice de réfraction des différentes ondes lumineuses en interaction afin de respecter la condition d'accord de phase.

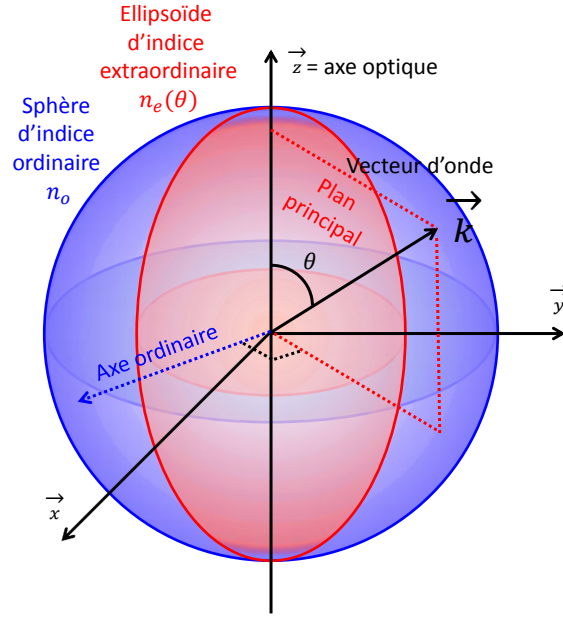


FIGURE 1.8 – Biréfringence dans un cristal uniaxe négatif $n_e < n_o$.

Dans un cristal biréfringent uniaxe, il existe un axe privilégié appelé **axe optique**, pour lequel l'indice de réfraction est indépendant de l'état de polarisation de l'onde lumineuse qui s'y propage. On appelle plan principal, le plan formé par l'axe optique et le vecteur d'onde (voir figure 1.8). De là on distingue deux axes. L'axe ordinaire, perpendiculaire au plan principal, et pour lequel une onde polarisée suivant cet axe, appelée **onde ordinaire**, verra un indice de réfraction n_o indépendant de sa direction de propagation. Et l'axe extraordinaire contenu dans le plan principal et pour lequel une onde polarisée selon cet axe, appelée **onde extraordinaire**, verra un indice de réfraction n_e dépendant de l'angle θ entre l'axe optique et le vecteur d'onde. La dépendance de l'indice extraordinaire par rapport à cet angle est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2}, \quad (1.44)$$

où n_o et n_e sont données par les relations de Sellmeier. Cette propriété (1.44) permet en pratique d'ajuster finement l'indice de réfraction vue par une onde polarisée extraordinairement en faisant varier sa direction de propagation dans le cristal. On ajuste ainsi la vitesse de phase de l'onde extraordinaire.

Pour réaliser la condition d'accord de phase, on polarise les différentes ondes suivant les axes ordinaire et extraordinaire afin d'ajuster leurs vitesses de phases les unes par rapport aux autres. On a recours à différentes configurations possibles sur la polarisation des faisceaux selon qu'on utilise un cristal uniaxe positif $n_e - n_o > 0$ (figure 1.9(a)), ou négatif $n_e - n_o < 0$ (figure 1.9(b)).

Pour le doublage de fréquence colinéaire, ces configurations sont résumées dans le tableau 1.10 sous forme d'équations d'indices. Ainsi, pour un cristal uniaxe négatif en configuration de type I pour lequel on a polarisé le faisceau fondamental suivant l'axe ordinaire, les solutions pour obtenir l'accord de phase se trouvent à l'intersection entre la sphère d'indice ordinaire du fondamental et

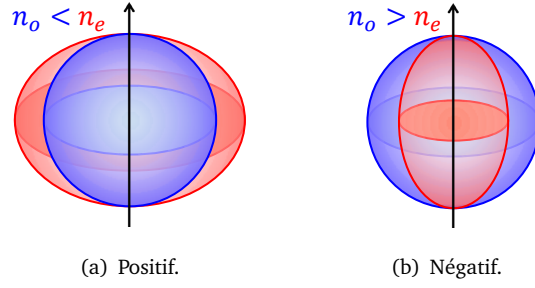


FIGURE 1.9 – Ellipsoïdes d'indices ordinaire et extraordinaire pour des cristaux uniaxes.

	Uniaxe positif	Uniaxe négatif
Type I	$n_{o2\omega} = n_{e\omega}(\theta_I)$	$n_{e2\omega}(\theta_I) = n_{o\omega}$
Type II	$n_{o2\omega} = \frac{1}{2}(n_{o\omega} + n_{e\omega}(\theta_{II}))$	$n_{e2\omega}(\theta_{II}) = \frac{1}{2}(n_{o\omega} + n_{e\omega}(\theta_{II}))$

FIGURE 1.10 – Tableau des conditions d'accord de phase sur les indices pour différentes configurations possibles en doublage de fréquence.

l'ellipsoïde d'indice extraordinaire du second harmonique (voir figure 1.11). Pour avoir l'accord de phase, le vecteur d'onde $\mathbf{k}_\omega$ doit se trouver sur un cône dont le sommet est au centre des ellipsoïdes d'indices, et dont la base correspond à l'un des deux cercles pour lesquels l'équation $n_{e2\omega}(\theta_I) = n_{o\omega}$ est vérifiée. L'angle d'accord de phase θ_I correspond au demi-angle du sommet de ce cône :

$$\theta_I = \arcsin \left[\frac{n_{e2\omega}^2}{n_{o\omega}^2} \sqrt{\frac{n_{o2\omega}^2 - n_{o\omega}^2}{n_{o2\omega}^2 - n_{e2\omega}^2}} \right]. \quad (1.45)$$

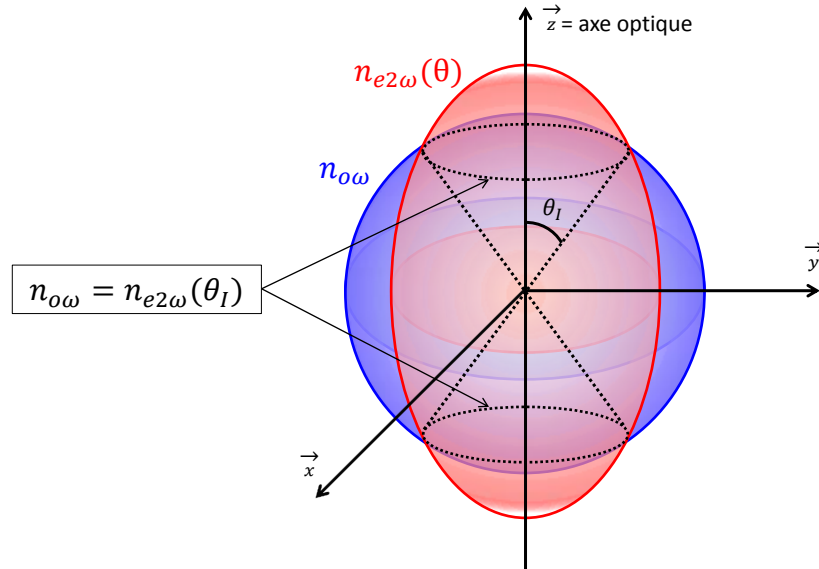


FIGURE 1.11 – Génération de second harmonique : représentation en ellipsoïdes d'indices de la condition d'accord de phase de type I pour un cristal uniaxe négatif.

Pour l'amplification paramétrique, il existe six configurations possibles, celles-ci sont rassemblées dans le tableau 1.12. Dans le cas particulier d'un OPA colinéaire, la condition sur les indices

	Uniaxe positif	Uniaxe négatif
Type I	$o_p \rightarrow e_s + e_i$	$e_p \rightarrow o_s + o_i$
Type II	$o_p \rightarrow o_s + e_i$	$e_p \rightarrow o_s + e_i$
	ou $o_p \rightarrow e_s + o_i$	ou $e_p \rightarrow e_s + o_i$

FIGURE 1.12 – Tableau des différentes configurations possibles pour l'amplification paramétrique.

(1.43) devient :

$$n_p = n_s \frac{\omega_s}{\omega_p} + n_i \frac{\omega_i}{\omega_p}. \quad (1.46)$$

Pour un accord de phase de type I, l'expression de l'angle d'accord de phase est :

$$\theta_I = \arcsin \left[\sqrt{\frac{(n_{op}n_{ep}/\lambda_p)^2}{(n_{op}^2 - n_{ep}^2)(n_{os}/\lambda_s + n_{oi}/\lambda_i)^2} - \frac{1}{n_{op}^2}} \right]. \quad (1.47)$$

En revanche, dans le cas non colinéaire, le calcul de l'angle d'accord de phase est plus compliqué. En effet, la longueur d'onde centrale que l'on souhaite amplifier va dépendre à la fois de l'angle entre la pompe et le signal, et de l'angle d'accord de phase. En pratique, cette angle amène un degré de liberté supplémentaire, ce qui permet plusieurs angles d'accord de phase possibles pour une même longueur d'onde amplifiée.

1.6.1.2 Milieu inhomogène : quasi-accord de phase

Nous avons vu au début de cette partie, que dans un milieu isotrope homogène, il est impossible de réaliser la condition d'accord de phase parfaite $\Delta k = 0$. On peut toutefois s'en approcher en réalisant ce que l'on appelle la condition de **quasi-accord de phase** [35]. La méthode consiste à utiliser un matériau isotrope inhomogène pour lequel on a modulé spatialement le signe du coefficient non linéaire $d_{eff}(z) = d_{eff}e^{-i\varphi_m(z)}$. Convenablement choisie, la période de ces modulations doit permettre de maintenir la croissance du signal tout le long du matériau.

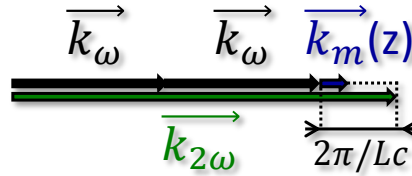


FIGURE 1.13 – Condition de quasi-accord de phase dépendante de la distance de propagation dans le cristal.

Enfin d'illustrer cette méthode, nous allons prendre l'exemple simple de la génération de second harmonique en régime de faible conversion étudié dans la partie 1.5.1.2. On définit la longueur de cohérence L_c telle que :

$$L_c = \frac{2\pi}{\Delta k}. \quad (1.48)$$

Dans un milieu isotrope homogène, lorsque $\Delta k \neq 0$, l'intensité de l'onde doublée varie périodiquement avec la distance de propagation. Celle-ci commence par croître jusqu'à atteindre un maximum en $z = L_c/2$, soit pour un déphasage variant de 0 à π , puis il s'en suit une phase de décroissance

durant laquelle le sens du transfert d'énergie s'inverse allant du doublé vers le fondamental, et ceci jusqu'à $z = L_c$, c'est-à-dire pour une variation du déphasage de π à 2π . Par la suite, ce mécanisme se reproduit indéfiniment à l'identique (voir la courbe rouge de la figure 1.14).

Ainsi, il convient de réaliser un saut de phase de π chaque fois que l'onde doublée s'apprête à entrer dans une phase de décroissance, c'est-à-dire chaque fois que celle-ci se déplace de $L_c/2$:

$$\varphi_m(z) = E \left(z \frac{2}{L_c} \right) \pi, \quad (1.49)$$

où E est la fonction partie entière. Cela équivaut à moduler spatialement le signe du coefficient non linéaire du matériau d'interaction avec une période de $L_c/2$:

$$d_{eff}(z) = d_{eff} e^{-i\varphi_m(z)} = \pm d_{eff}, \quad (1.50)$$

ce qui a pour effet d'ajouter au désaccord de phase un terme dépendant de la distance de propagation :

$$k_m(z) = \frac{\varphi_m(z)}{z}. \quad (1.51)$$

De fait, l'expression du désaccord de phase dépend elle aussi de la distance de propagation et s'écrit (voir figure 1.13) :

$$\Delta k(z) = k_{2\omega} - k_\omega - k_m(z). \quad (1.52)$$

De cette manière, le processus est maintenu dans une série de phases de transfert d'énergie du fondamental vers le second harmonique, empêchant ainsi tout phénomène de reconversion inverse. En moyenne, l'intensité de l'onde doublée est croissante ce qui augmente considérablement l'efficacité du processus (voir la courbe noir de la figure 1.14).

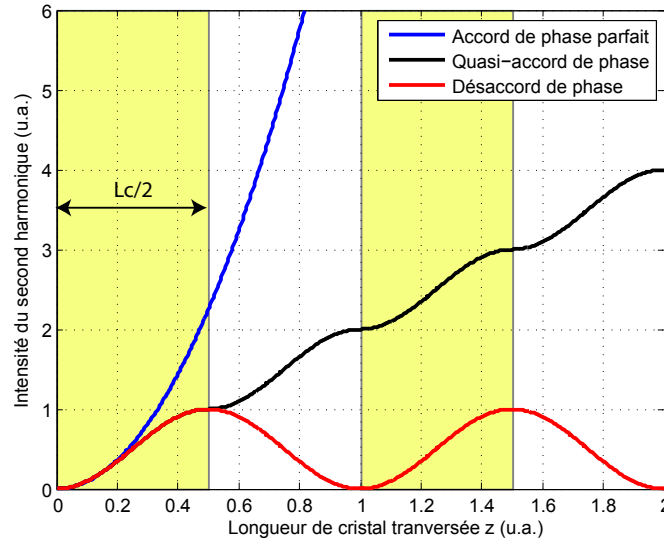


FIGURE 1.14 – Génération de second harmonique en régime de faible conversion : illustration de la méthode de quasi-accord de phase. Dans le cas d'un accord de phase parfait $L_c \rightarrow \infty$.

Il existe plusieurs méthodes pour fabriquer de tels matériaux. On peut réaliser l'inversion périodique de la non linéarité en appliquant un champ électrique très intense à des cristaux ferro-électriques sur lesquels on a préalablement déposé par photolithographie le motif périodique d'une

résine. Pour une période d'inversion des domaines plus petite, on peut utiliser un microscope à force atomique afin d'appliquer ce champ électrique localement. Une autre méthode consiste simplement à découper des lamelles dans un matériau non linéaire, puis à les fixer entre elles en changeant alternativement leur orientation.

1.6.2 Processus limitant l'efficacité

1.6.2.1 Walk-off

Lorsqu'une onde de polarisation quelconque se propage dans un matériau anisotrope, il s'y produit un éloignement spatial progressif de la partie extraordinaire de l'onde par rapport à sa partie ordinaire. La zone de recouvrement entre les deux parties de l'onde diminue au fur et à mesure de la propagation, ce qui a pour conséquence la déformation progressive du profil spatial jusqu'à séparation complète en deux faisceaux distincts. On appelle ce phénomène : **double réfraction** ou **walk-off**, qui signifie en anglais : « s'éloigner » (voir figure 1.15) [36].

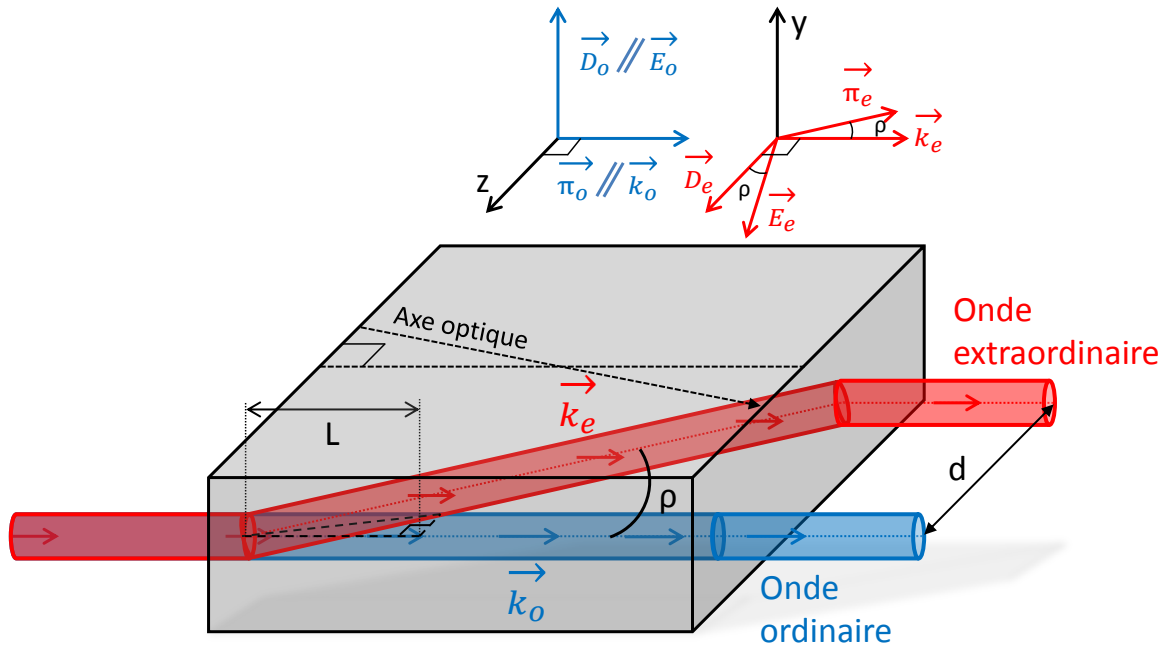


FIGURE 1.15 – Illustration du phénomène de walk-off ou de double réfraction. On considère ici une onde de polarisation quelconque en incidence normale sur un cristal biréfringent uniaxe.

Pour un processus quelconque de mélange à trois ondes dont la condition d'accord de phase est réalisée par biréfringence, les ondes ordinaire et extraordinaire vont progressivement se séparer, diminuant la zone d'interaction au fil de la propagation, jusqu'à séparation complète des faisceaux. En plus de la déformation des profils des faisceaux dû à une interaction spatialement inhomogène, il en résulte une limitation de la longueur d'interaction, et de fait un plafonnement du rendement de conversion.

Ce phénomène trouve son origine dans la nature anisotrope des matériaux utilisés, dans lesquels la direction du champ d'induction électrique $\vec{D}$ d'une onde extraordinaire, est différente de la direction de son champ électrique $\vec{E}$. Ces deux champs sont reliés par la permittivité diélectrique ϵ

selon la formule suivante :

$$\mathbf{D} = \underline{\epsilon}\mathbf{E}. \quad (1.53)$$

Dans un milieu isotrope, la permittivité diélectrique ϵ est un scalaire, en conséquence les champs $\mathbf{D}$ et $\mathbf{E}$ sont parallèles. En revanche, dans un milieu anisotrope la permittivité diélectrique $\underline{\epsilon}$ est un tenseur, donc, sauf conditions particulières, $\mathbf{D}$ et $\mathbf{E}$ ne sont plus parallèles, et forment un angle ρ qui dépend de la variation angulaire de l'indice extraordinaire, et de l'angle θ entre l'axe optique et le vecteur d'onde :

$$\rho(\theta) = -\frac{1}{n_e(\theta)} \frac{\partial n_e(\theta)}{\partial \theta} = \arctan \left[\tan(\theta) \frac{1 - \frac{n_e^2}{n_o^2}}{\frac{n_e^2}{n_o^2} + \tan^2(\theta)} \right]. \quad (1.54)$$

Dans un milieu non magnétique, la propagation de l'énergie modélisée par le vecteur de Poynting $\mathbf{\Pi}$, est proportionnelle au produit vectoriel entre le champ électrique $\mathbf{E}$ et le champ magnétique $\mathbf{B}$. Elle est donc par définition perpendiculaire au champ $\mathbf{E}$. De même, dans un milieu qui ne contient pas de charge libre, on montre facilement grâce à l'équation de Maxwell (1.13) que le champ $\mathbf{D}$ est perpendiculaire au vecteur d'onde. Par conséquent la propagation de l'énergie forme également un angle ρ avec le vecteur d'onde. On dit que l'énergie lumineuse se déplace « en crabe ».

Pour des faisceaux de rayon w_0 , on peut calculer la distance de propagation L au bout de laquelle deux faisceaux ordinaire et extraordinaire ne se recouvrent plus spatialement sous l'effet de la double réfraction :

$$L_{w_0} = \frac{w_0}{2 \tan(\rho)}. \quad (1.55)$$

Cristal	BBO	BiBO	LBO	KDP
w_0 (μm)	350	350	690	350
L_{w_0} (mm)	3.1	21.5	5.7	6.2

FIGURE 1.16 – Génération de second harmonique à 515nm : tableau des longueurs limites de recouvrement spatial L_{w_0} pour différents cristaux en configuration de type I. Calculs effectués avec les angles d'accord de phase, et de walk-off du tableau 1.22 donnés par le logiciel de simulation SNLO [37].

1.6.2.2 Acceptance angulaire et spectrale

Jusqu'à présent, nous avons considéré le cas idéal d'une interaction entre des ondes planes monochromatiques. Or, la réalité est bien différente puisque nous utilisons des sources lasers impulsionnelles non monochromatiques, que l'on focalise dans des cristaux non linéaire pour obtenir une forte intensité crête, indispensable à une bonne efficacité de conversion. Dans ce cas, la dispersion angulaire du faisceau, la largeur spectrale, et les variations de température dans les cristaux, sont autant de facteurs qui font varier le désaccord de phase Δk , et limitent l'efficacité de conversion.

La valeur du désaccord de phase est dépendante de l'écart angulaire d'un vecteur d'onde donné du faisceau par rapport à l'angle d'accord de phase $\delta\theta = \theta - \theta_{pm}$, de la longueur d'onde des sources lumineuses en interaction, et de la température du cristal. On peut exprimer cette dépendance en

première approximation de la façon suivante [25, 38] :

$$\Delta k(\delta\theta, \lambda, T) \approx \Delta k(0) + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial(\delta\theta)} \Delta\theta + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial\lambda} \Delta\lambda + \frac{\partial(\Delta k)}{\partial T} \Delta T, \quad (1.56)$$

où le terme $\Delta k(0)$ est le désaccord de phase correspondant à l'accord de phase parfait, par conséquent celui-ci est nul.

On définit arbitrairement l'acceptance angulaire $\Delta\theta$, spectrale $\Delta\lambda$, ou thermique ΔT , comme la largeur angulaire, spectrale, ou thermique au delà de laquelle l'efficacité de conversion diminue de plus de moitié par rapport au cas parfait d'une interaction entre des ondes planes monochromatiques dans un milieu non linéaire à température constante. Ce qui correspond en régime de faible conversion à une valeur du désaccord de phase égale à :

$$\Delta k = 0.886 \frac{\pi}{L}, \quad (1.57)$$

où L est la longueur d'interaction. Le calcul de l'acceptance pour chacun des trois paramètres se fait en supposant les deux autres invariants. On trouve ci-après les expressions analytiques des acceptances pour des cristaux utilisés au cours de la thèse. Un tableau récapitulatif en fin de chapitre donne les résultats numériques de ces calculs faits à partir de SNLO [37].

Acceptance angulaire :

SHG

Type I ($n_e - n_o < 0$)

$$\Delta\theta = \frac{0.443\lambda \left[1 + (n_{o2\omega}/n_{e2\omega})^2 \tan^2 \theta_I \right]}{L \tan \theta_I \left| 1 - (n_{o2\omega}/n_{e2\omega})^2 \right| n_{e2\omega}(\theta_I)} \quad (1.58)$$

Type I ($n_e - n_o > 0$)

$$\Delta\theta = \frac{0.443\lambda \left[1 + (n_{o\omega}/n_{e\omega})^2 \tan^2 \theta_I \right]}{L \tan \theta_I \left| 1 - (n_{o\omega}/n_{e\omega})^2 \right| n_{e\omega}(\theta_I)} \quad (1.59)$$

où λ est la longueur d'onde du fondamental.

OPA

Type I ($n_e - n_o < 0$)

$$\Delta\theta = \frac{0.886\lambda_p \left[1 + (n_{op}/n_{ep})^2 \tan^2 \theta_I \right]}{L \tan \theta_I \left| 1 - (n_{op}/n_{ep})^2 \right| n_{ep}(\theta_I)} \quad (1.60)$$

Acceptance spectrale :

SHG

Type I ($n_e - n_o < 0$)

$$\Delta\lambda = \frac{0.443\lambda}{cL} \left| \frac{\partial n_{o\omega}}{\partial\lambda} - \frac{\partial n_{e2\omega}(\theta_I)}{\partial\lambda} \right|^{-1} \quad (1.61)$$

Type I ($n_e - n_o > 0$)

$$\Delta\lambda = \frac{0.443\lambda}{cL} \left| \frac{\partial n_{e\omega}(\theta_I)}{\partial\lambda} - \frac{\partial n_{o2\omega}}{\partial\lambda} \right|^{-1} \quad (1.62)$$

OPA

Type I ($n_e - n_o < 0$)

Signal :

$$\Delta\lambda_s = \frac{0.886\lambda_s^2}{cL} \left| n_{os} - n_{ep}(\theta_I) - \lambda_s \frac{\partial n_{os}}{\partial \lambda} + \lambda_p \frac{\partial n_{ep}(\theta_I)}{\partial \lambda} \right|^{-1} \quad (1.63)$$

Pompe :

$$\Delta\lambda_p = \frac{0.886}{cL} \left[\frac{\lambda_s^2}{\left| n_{os} - n_{ep}(\theta_I) - \lambda_s \frac{\partial n_{os}}{\partial \lambda} + \lambda_p \frac{\partial n_{ep}(\theta_I)}{\partial \lambda} \right|} + \frac{\lambda_i^2}{\left| n_{oi} - n_{ep}(\theta_I) - \lambda_i \frac{\partial n_{oi}}{\partial \lambda} + \lambda_p \frac{\partial n_{ep}(\theta_I)}{\partial \lambda} \right|} \right] \quad (1.64)$$

1.6.2.3 Différence de vitesses de groupes

Au regard des formules données dans la partie précédente, il en découle qu'en régime impulsional, un des facteurs limitant l'efficacité de conversion est la différence de vitesses de groupe (GVM). En effet, chaque impulsion se déplace avec une vitesse de groupe propre définie par $v_g = \frac{d\omega}{dk}$. En conséquence, le recouvrement temporelle entre deux impulsions sera limité par la GVM qui à tendance à séparer temporellement ces deux impulsions au cours de la propagation. Mathématiquement, on décrit la GVM entre deux impulsions par :

$$\delta_{ij} = \frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gj}}, \quad (1.65)$$

où v_{gi} et v_{gj} sont les vitesses de groupes aux fréquences ω_i et ω_j . Signalons entre parenthèses que l'appellation « différence de vitesses de groupes » est plus ou moins un abus de langage. En toute rigueur, on dira qu'il s'agit de l'écart temporel entre deux impulsions pris par unité de distance parcourue. Cette grandeur est donc homogène à l'inverse d'une vitesse. La GVM dépend du type de cristal utilisé, et des fréquences des impulsions en interaction.

On associe à la GVM, la longueur limite L_{GVM} pour laquelle les deux impulsions se recouvrent temporellement :

$$L_{GVM} = \frac{\tau}{\delta_{ij}}, \quad (1.66)$$

où τ est la durée de l'impulsion la plus longue. Le comportement des processus d'amplification paramétrique et de génération de second harmonique dépendent de la comparaison entre cette longueur et la longueur réelle du cristal [21]. Lorsque que la longueur du cristal est bien inférieure à L_{GVM} , les effets de la GVM sont très faibles, les impulsions se recouvrent temporellement et interagissent tout le long du cristal, il n'y a alors pas de conséquences sur l'efficacité de conversion. En revanche, si ces deux longueurs sont proches ou si la longueur du cristal est supérieure à L_{GVM} , les deux impulsions s'écartent sensiblement l'une de l'autre au cours de la propagation jusqu'à ne plus interagir. L'efficacité de conversion se trouve alors limitée.

Cependant, il existe un cas particulier pour l'amplification paramétrique dans lequel les choses se complexifient. Il s'agit de la situation où les signes des GVM pompe-signal, et pompe-idler sont opposés, soit $\delta_{sp}\delta_{ip} < 0$. Dans ce cas, signal et idler tendent à se déplacer dans des directions opposées par rapport à l'impulsion pompe sans pouvoir s'en écarter. En effet, si on considère un photon signal se déplaçant vers le front avant de l'impulsion pompe, celui-ci génère un nouveau

photon signal, ainsi qu'un photon idler qui se déplace vers le front arrière de la pompe. Ce deuxième va à son tour générer un autre photon signal depuis le front arrière, qui va se déplacer vers le front avant, pour renouveler indéfiniment le processus. Ce mécanisme rétroactif permet de maintenir le recouvrement temporel entre signal, idler et pompe, et explique que le gain croît exponentiellement même pour des longueurs de cristaux bien supérieures à L_{GVM} . Cependant, ce cas de figure est en pratique réalisable uniquement en configuration de type II. Et nous allons voir dans la partie suivante que cette configuration n'est pas appropriée lorsque l'on souhaite réaliser des OPAs larges bandes. Elle est plutôt utilisée pour la réalisation d'OPAs accordables en longueur d'onde avec une faible largeur spectrale.

Le tableau 1.17 rassemble quelques valeurs de L_{GVM} pour des cristaux utilisés au cours de la thèse.

Cristal	BBO	BiBO	LBO	KDP
L_{GVM} (mm)	5.4	2.6	9.4	∞

FIGURE 1.17 – Génération de second harmonique à 515nm : tableau des longueurs limites de recouvrement temporel L_{GVM} pour différents cristaux en configuration de type I calculées avec des impulsions fondamentales de 500fs.

1.7 OPA ultracourt : conditions d'amplification large bande en configuration non colinéaire

1.7.1 Gestion de la différence des vitesses de groupes par « l'angle magique »

Dans cette partie, nous allons nous intéresser aux conditions d'amplification pour des impulsions ultracourtes, c'est-à-dire dont la durée avoisine quelques cycles optiques. De telles durées nécessitent des spectres ultralarges. Typiquement, pour espérer obtenir des impulsions de moins de 7fs à 800nm, il faut une largeur spectrale d'au moins 150nm à mi-hauteur. On comprend aisément que dans de telles circonstances, les effets de la GVM et de la dispersion des vitesses de groupes GVD vont jouer un rôle prépondérant dans le processus d'amplification paramétrique [21, 22].

Tout d'abord, en reformulant l'équation (1.63) obtenue dans le cadre d'un OPA colinéaire, il est possible de mettre en évidence l'influence de la GVM :

$$\Delta\lambda \cong \frac{\lambda^2}{c} \frac{2 \ln(2)^{1/2}}{\pi} \left(\frac{\Gamma}{L} \right)^{1/2} \frac{1}{\left| \frac{1}{v_{gs}} - \frac{1}{v_{gi}} \right|}, \quad (1.67)$$

où L est l'épaisseur du cristal. On constate qu'une large GVM entre signal et idler diminue radicalement la largeur spectrale d'amplification. En revanche, on peut s'attendre à obtenir de larges bandes de gain lorsque l'OPA s'approche de la dégénérescence $\omega_s = \omega_i$ en configuration de type I, ou dans le cas où les vitesses de groupes du signal et de l'idler sont égales $v_{gs} = v_{gi}$. Dans ce cas le développement du désaccord de phase Δk doit s'étendre jusqu'au deuxième ordre, et l'équation (1.67) devient :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c} \frac{2 \ln(2)^{1/4}}{\pi} \left(\frac{\Gamma}{L} \right)^{1/4} \frac{1}{\left| \frac{\partial^2 k_s}{\partial \omega_s^2} + \frac{\partial^2 k_i}{\partial \omega_i^2} \right|}. \quad (1.68)$$

Au vue des équations (1.67) et (1.68), nous constatons que pour obtenir un spectre très large bande dans un OPA colinéaire de type I, il suffit de disposer d'un cristal pour lequel la GVD s'annule à la dégénérescence [39].

Dans le cas d'une interaction non colinéaire, l'angle entre la pompe et le signal constitue un degré de liberté supplémentaire. Convenablement choisi, celui-ci peut permettre d'obtenir simultanément l'accord de phase et l'égalité des vitesses de groupes entre signal et idler. Ce procédé offre la possibilité d'amplifier des bandes spectrales extrêmement larges.

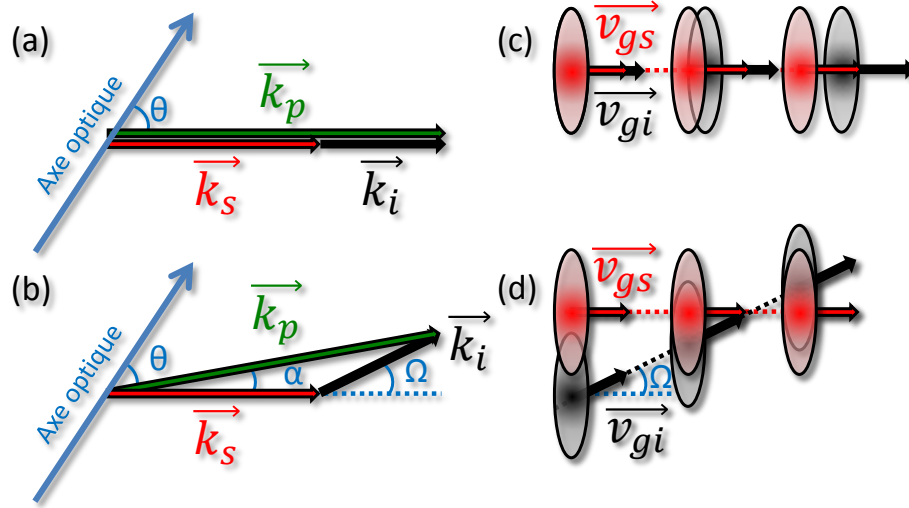


FIGURE 1.18 – Ajustement de la GVM entre signal et idler : (a) condition d'accord de phase vectorielle en interaction colinéaire, (b) non colinéaire, (c) déplacement des impulsions pour une interaction colinéaire, (d) non colinéaire.

Les figures 1.18(a) et (b) représentent l'accord de phase vectoriel dans le cas d'une interaction colinéaire et non colinéaire. θ est l'angle d'accord de phase entre l'axe optique et la pompe, α l'angle entre la pompe et le signal, et Ω l'angle d'émission de l'idler par rapport au signal. Le désaccord de phase est une équation vectorielle, qui projetée sur les directions parallèle et perpendiculaire au vecteur d'onde du signal devient :

$$\Delta k_{//} = k_p \cos(\alpha) - k_s - k_i \cos(\Omega) \quad (1.69a)$$

$$\Delta k_{\perp} = k_p \sin(\alpha) - k_i \sin(\Omega) \quad (1.69b)$$

où l'angle Ω dépend de la longueur d'onde du signal. On peut démontrer en développant au premier ordre les équations (1.69a) et (1.69b), que pour obtenir une très large bande spectrale amplifiée, il faut un angle Ω entre signal et idler tel que la vitesse de groupe du signal égale celle de l'idler projetée le long de la direction de propagation du signal :

$$v_{gs} = v_{gi} \cos(\Omega). \quad (1.70)$$

Les figures 1.18(c) et (d) illustrent clairement l'équation (1.70). La première représente le cas d'une interaction colinéaire dans laquelle $v_{gs} \neq v_{gi}$, nous y observons l'éloignement progressif de l'impulsion idler par rapport à l'impulsion signal. La deuxième montre comment se fait la gestion de la GVM par l'ajustement de l'angle entre signal et idler. Cette technique permet le recouvrement

temporel des deux impulsions tout le long de la zone d'interaction. L'angle α pour lequel on obtient un angle Ω vérifiant l'équation (1.70) est communément appelé « angle magique » [21, 22] :

$$\alpha_M = \arcsin \left(\frac{1 - \left(\frac{v_{gs}}{v_{gi}} \right)^2}{1 + 2 \frac{v_{gs} n_s \lambda_i}{v_{gi} n_i \lambda_s} + \left(\frac{n_s \lambda_i}{n_i \lambda_s} \right)^2} \right)^{1/2}. \quad (1.71)$$

Précisons qu'il s'agit là de l'angle interne au cristal.

Par ailleurs, si l'angle α_M est constant, l'angle d'émission de l'idler est différent pour chacune des longueurs d'onde $\Omega(\lambda)$, de manière à conserver la condition d'accord de phase (1.70). Ainsi, en régime d'amplification large bande, il sera en pratique bien difficile de compenser cette dispersion angulaire très importante pour rendre l'idler utilisable, sauf au moyen de dispositifs très compliqués introduisant une dispersion angulaire de signe opposé.

Pour notre OPA à 800nm pompé à 515nm dans un cristal de BBO de type I, l'angle magique α_M vaut 2.62° . La figure 1.19 représente la courbe d'accord de phase correspondante calculée à l'aide du logiciel de simulation SNLO [37]. Le calcul suppose une interaction entre des faisceaux parfaitement collimatés, et un pompage monochromatique. Nous observons sur cette courbe une large zone aplatie autour de 800nm, ce qui signifie que pour un angle d'accord de phase θ_I convenablement choisi à environ 24.65° , il est bien possible de réaliser la condition d'accord de phase pour une large bande spectrale autour de 800nm. De plus, comme indiqué sur la figure 1.19 par la surface transparente bleutée, si nous tenons compte de la divergence naturelle du faisceau signal $\Delta\theta$, il est possible de sélectionner une zone plus large de la courbe d'accord de phase autour de l'angle θ .

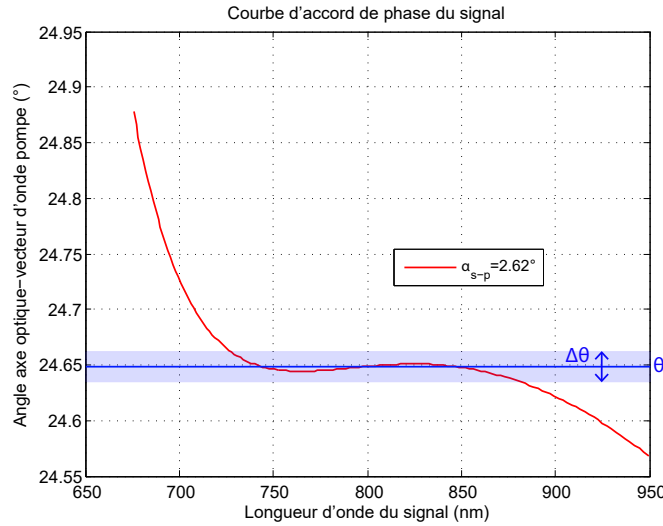


FIGURE 1.19 – Simulation sous SNLO [37] : courbe d'accord de phase à « l'angle magique ».

1.7.2 Elargissement du spectre amplifié par la divergence et le pompage large bande

A présent, si nous tenons compte de la divergence de la pompe qui s'ajoute à celle du signal, l'angle α_M entre les vecteurs d'onde de la pompe et du signal n'est pas unique, mais couvre un ensemble de valeurs contenues dans une certaine largeur angulaire $\Delta\alpha_{s-p}$, à laquelle correspond, non plus une courbe d'accord de phase, mais un ensemble de courbes (voir figure 1.20(a)) ou plus

précisément une surface d'accord de phase. Par conséquent, la bande spectrale de gain se trouve élargie.

De la même manière, si nous considérons non plus un pompage monochromatique comme dans les simulations présentées sur les figures 1.19 et 1.20(a), mais un pompage large bande, ce qui est le cas dans nos expériences puisque la pompe utilisée présente un spectre d'environ 6nm de largeur à mi-hauteur, la bande spectrale de gain se trouve à nouveau considérablement élargie (voir figure 1.20(b)).

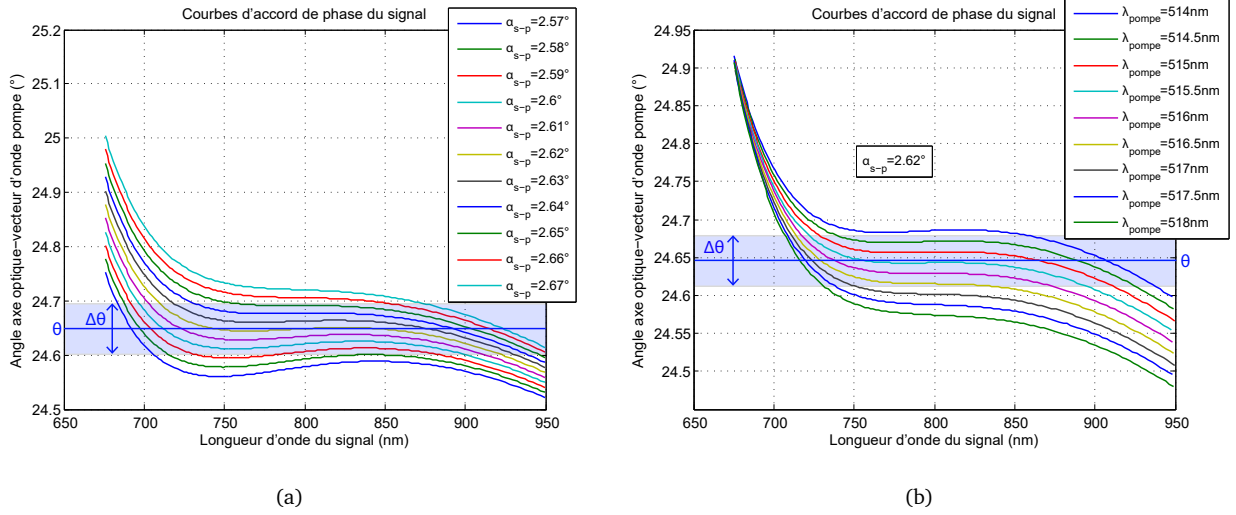


FIGURE 1.20 – Simulations sous SNLO [37] : élargissement de la bande spectrale. (a) Effet de la divergence des faisceaux pompe et signal. (b) Effet du pompage large bande.

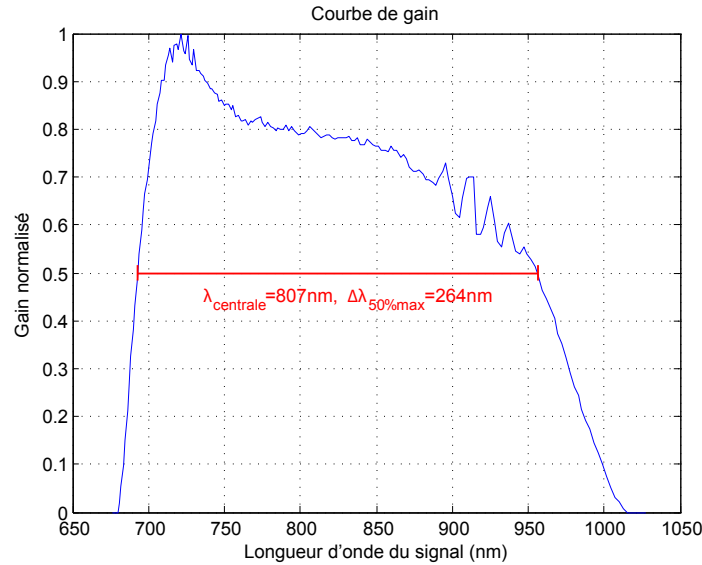


FIGURE 1.21 – Simulation sous SNLO [37] : courbe de gain normalisée pour un OPA dans un cristal de BBO de type I autour de 800nm pompé à 515nm avec 6nm de bande à mi-hauteur, avec un « angle magique » $\alpha_M = 2.62^\circ$ interne, un angle d'accord de phase $\theta_I = 24.65^\circ$, et une divergence de 0.2° sur la pompe et le signal.

En prenant en considération ces deux paramètres dans les simulations réalisées sous SNLO [37], nous avons évalué la courbe de gain spectral théorique du signal amplifié. Les résultats exposés sur

la figure 1.21 montrent qu'à partir d'une pompe à 515nm de 6nm de large, il devrait être possible d'obtenir du gain sur une largeur spectrale de l'ordre de 250nm, centré autour de 800nm. Encore faut-il disposer d'un signal capable de fournir des photons à amplifier sur une si large bande.

1.8 Conclusion

L'amplification paramétrique et la génération de second harmonique sont deux processus non linéaire d'ordre 2 de mélange à trois ondes. Le premier consiste au travers d'un cristal non linéaire, à amplifier une onde lumineuse faiblement intense de fréquence variable avec une onde lumineuse très intense, de fréquence fixe et plus élevée. Le second vise à générer à partir d'une onde fondamentale, une onde de fréquence double.

Dans les deux cas, il est possible de distinguer deux régimes d'interaction : un régime de faible conversion, et un régime de forte conversion. Une longueur caractéristique d'évolution du système est la longueur non linéaire L_{NL} . Dans le cas de la génération de second harmonique pour un accord de phase parfait en régime de forte conversion, cette longueur caractérise le fait que l'efficacité s'approche de la saturation. C'est pourquoi, il convient de choisir une longueur de cristal plusieurs fois supérieure à L_{NL} afin de garantir une efficacité maximale.

Pour réaliser la condition d'accord de phase parfaite, une possibilité consiste à utiliser la biréfringence de certains cristaux anisotropes pour ajuster les vitesses de phases des ondes en interaction les unes par rapport aux autres.

Cependant, il existe un certain nombre de processus qui limitent la longueur de cristal pour laquelle l'accord de phase parfait est réalisé. On trouve notamment le phénomène de double réfraction qui limite la longueur d'interaction entre les faisceaux L_{w_0} . De plus, les sources utilisées en pratique sont des lasers impulsionsnels, non monochromatiques, et présentant une certaine divergence naturelle. Or, il est démontrable que chaque cristal est caractérisé par des valeurs d'acceptance angulaire et spectrale qui diminuent avec sa longueur. En effet, l'acceptance spectrale décroît avec la différence de vitesses de groupes, ce qui conduit à une longueur limite de recouvrement temporel L_{GVM} au delà de laquelle les impulsions n'interagissent plus. Par conséquent, dans l'exemple de la génération de second harmonique, pour choisir convenablement la longueur L d'un cristal, il faut :

- $L > 3L_{NL}$
- $L < L_{w_0}$
- $L < L_{GVM}$

Pour finir, parmi les conditions indispensables à la réalisation d'un OPA ultralarge bande en régime impulsionsnel, figure l'égalité des vitesses de groupes entre signal et idler, que l'on peut obtenir de façon vectorielle, en choisissant un angle approprié entre signal et pompe. On appelle cet angle : « angle magique » car cette technique permet d'obtenir des spectres extrêmement larges. En effet, les résultats des simulations sous SNLO [37] montrent que pour un OPA de type I pompé à 515nm, il est possible d'obtenir une bande de gain de l'ordre de 250nm sur le signal amplifié autour de 800nm.

Cristal	BBO (uniaxe négatif)					
Configuration	Type I			Type II		
	$o + o \rightarrow e$			$e + o \rightarrow e$		
Longueur d'onde (nm)	1030	1030	515	1030	1030	515
Indice	1.655	1.655	1.655	1.617	1.655	1.636
Indice de groupe	1.675	1.675	1.703	1.636	1.675	1.682
Dispersion de la vitesse de groupe (fs^2, mm^{-1})	47.5	47.5	134.3	39.8	47.5	126.7
Angle de « walk-off » (mrad)	0	0	56.98	68.52	0	70.51
Angle d'accord de phase (°)	23.4			33.7		
Coefficient non linéaire effectif (pm, V^{-1})	2.01			1.38		
Acceptance angulaire pour un cristal de 1cm (mrad)	1.09	1.09		32.04	0.88	
Acceptance spectrale pour un cristal de 1cm (nm)	3.7	3.7		2.3	15.3	

Cristal	KDP (uniaxe négatif)					
Configuration	Type I			Type II		
	$o + o \rightarrow e$			$e + o \rightarrow e$		
Longueur d'onde (nm)	1030	1030	515	1030	1030	515
Indice	1.495	1.495	1.495	1.469	1.495	1.482
Indice de groupe	1.525	1.525	1.525	1.485	1.525	1.510
Dispersion de la vitesse de groupe (fs^2, mm^{-1})	-12.4	-12.4	73.4	11.2	-12.4	71.1
Angle de « walk-off » (mrad)	0	0	28.16	20.34	0	24.54
Angle d'accord de phase (°)	41			59.2		
Coefficient non linéaire effectif (pm, V^{-1})	0.266			0.336		
Acceptance angulaire pour un cristal de 1cm (mrad)	2.45	2.45		16.69	2.81	
Acceptance spectrale pour un cristal de 1cm (nm)	266.5	266.5		4.3	7.1	

Cristal		BIBO (biaxe)					
Configuration		Type I (Plan principal :YZ)			Type II (Plan principal :XZ)		
		$e + e \rightarrow o$			$o + e \rightarrow o$		
Longueur d'onde (nm)		1030	1030	515	1030	1030	515
Indice		1.792	1.792	1.792	1.785	1.863	1.824
Indice de groupe		1.824	1.824	1.882	1.817	1.898	1.929
Dispersion de la vitesse de groupe (fs^2, mm^{-1})		100.6	100.6	278	99.2	115	328.1
Angle de « walk-off » (mrad)		30.51	30.51	0	0	83.83	0
Angles d'accord de phase (°)	θ	166.6			55		
	φ	90			0		
Coefficient non linéaire effectif (pm. V ⁻¹)		3.08			1.79		
Acceptance angulaire pour un cristal de 1cm (mrad)		1.88	1.88			0.66	
Acceptance spectrale pour un cristal de 1cm (nm)		1.8	1.8		0.9	3.4	

Cristal		LBO (biaxe négatif)					
Configuration		Type I (Plan principal :XY)			Type II (Plan principal :YZ)		
		$o + o \rightarrow e$			$o + e \rightarrow o$		
Longueur d'onde (nm)		1030	1030	515	1030	1030	515
Indice		1.606	1.606	1.606	1.565	1.594	1.580
Indice de groupe		1.626	1.626	1.642	1.582	1.614	1.611
Dispersion de la vitesse de groupe (fs^2, mm^{-1})		20.5	20.5	91.2	20.9	19.9	82.2
Angle de « walk-off » (mrad)		0	0	8.16	0	7.21	0
Angles d'accord de phase (°)	θ	90			25.4		
	φ	13.6			90		
Coefficient non linéaire effectif (pm. V ⁻¹)		0.828			-0.610		
Acceptance angulaire pour un cristal de 1cm (mrad)		7.86	7.86			8.97	
Acceptance spectrale pour un cristal de 1cm (nm)		6.9	6.9		3.6	40.7	

FIGURE 1.22 – Simulations sous SNLO [37] : tableaux récapitulatifs des caractéristiques de certains cristaux utilisés pour la génération de second harmonique à 515nm.

Chapitre 2

Pompe CPA haute cadence fibrée

2.1 Amplification à dérive de fréquence

2.1.1 Principe

Pour amplifier des impulsions courtes, il est nécessaire de leur faire traverser un milieu amplificateur. Or dans ce cas, l'on a bien souvent recours à des intensités crêtes très importantes qui peuvent endommager les matériaux du dispositif d'amplification, ou produire des effets non linéaires indésirables tels que l'*auto-modulation de phase* (Self Phase Modulation (SPM)), l'*auto-focalisation*, ou même la *filamentation plasma*. Ces non linéarités dégradent considérablement les profils temporels et spatiaux des impulsions en sortie d'une chaîne laser, allant parfois jusqu'à les rendre inutilisables.

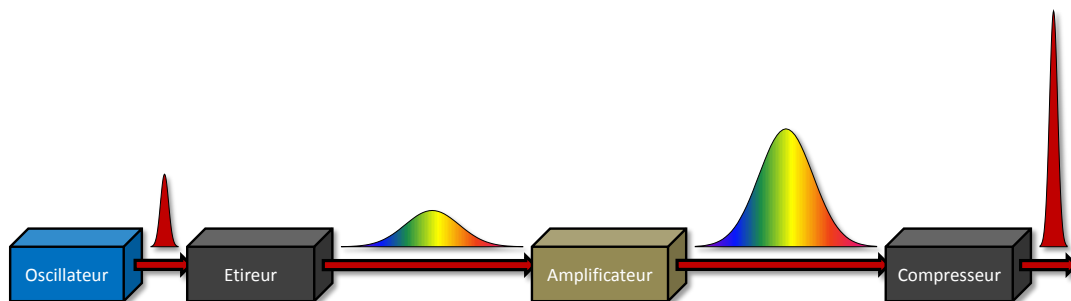


FIGURE 2.1 – Principe de l'amplification à dérive de fréquence.

Pour remédier à ce problème, il a été développé une solution couramment appelée « *amplification à dérive de fréquence* » (ou Chirped Pulse Amplification (CPA)) [40]. Comme indiqué sur la figure 2.1, la méthode consiste à réduire la puissance crête lors de la phase d'amplification. Pour ce faire, il faut partir d'une impulsion brève que l'on étire temporellement, celle-ci traverse ensuite un milieu amplificateur dans lequel elle accroît son énergie, et enfin un compresseur vient remettre en phase toutes les composantes spectrales afin d'obtenir l'impulsion la plus courte possible en sortie de chaîne.

2.1.2 Présentation de l'architecture de la pompe CPA fibrée

Dans cette partie, nous allons présenter préalablement l'architecture globale de la pompe CPA fibrée en justifiant succinctement le choix de chacun de ses composants. Il est vivement conseillé au lecteur de se référer régulièrement à la figure 2.2 pour situer les différents éléments étudiés séparément au cours de ce chapitre qui composent la pompe CPA fibrée.

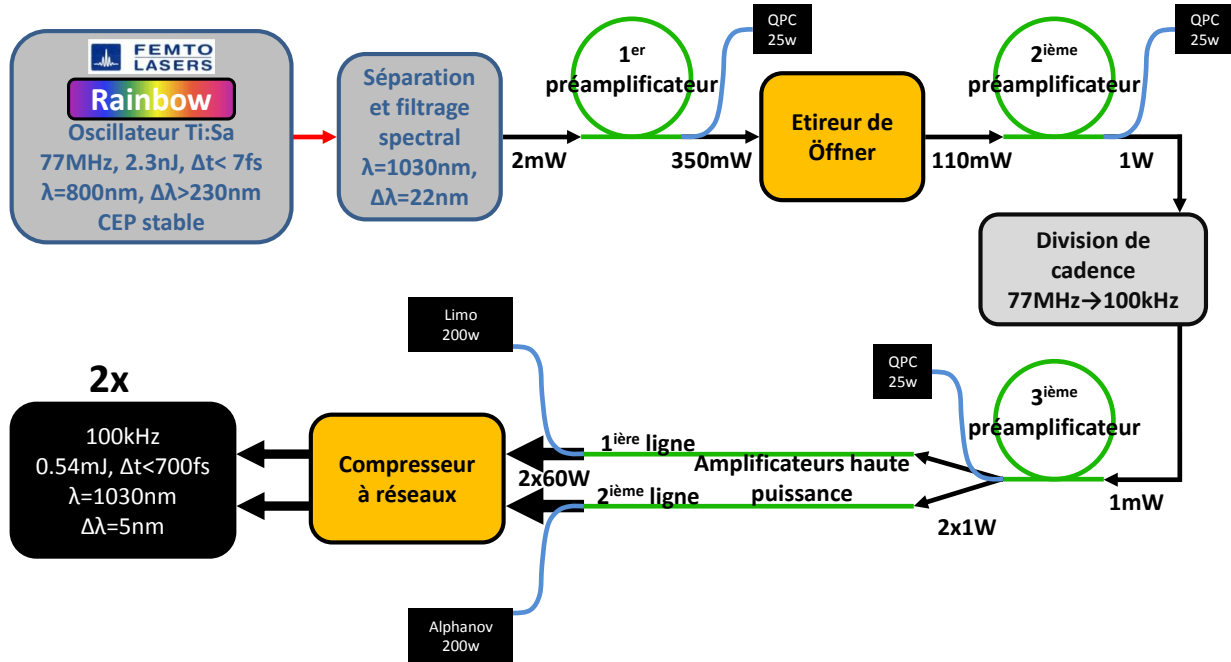


FIGURE 2.2 – Architecture de la pompe CPA fibrée.

Globalement, nous pouvons diviser l'architecture de ce dispositif en deux parties. Une partie génération et mise en forme du signal d'injection, et une autre partie qui concerne véritablement l'amplification à dérive de fréquence.

Le signal de départ est généré par un oscillateur Ti :Sa fourni par la société Femtolaser appelé : « Rainbow » [41]. Une très faible portion en est prélevée, puis filtrée spectralement autour de 1030nm. Il en reste alors 2mW après filtrage. Après cela, un premier préamplificateur, réalisé à partir d'une fibre photonique dont le coeur de diamètre $40\mu\text{m}$ est dopé aux ions Ytterbium, amplifie légèrement ce signal en dessous du seuil d'apparition des non linéarités, établi expérimentalement à environ 800mW sans étirement. La fonction de ce préamplificateur est double. D'une part, celui-ci étant fabriqué à partir d'une fibre monomode, il permet de filtrer spatialement le profil du faisceau de médiocre qualité, avant de l'envoyer dans l'étireur de Öffner. D'autre part, compte tenu de la faible efficacité de l'étireur de Öffner (57% pour un seul passage), et de la quantité infime de signal disponible immédiatement après le filtrage spectral (2mW), il est indispensable de le préamplifier pour disposer d'une puissance suffisante afin que l'émission spontanée amplifiée (Amplified Spontaneous Emission (ASE)) ne puisse pas être en compétition avec celui-ci dans le deuxième étage de préamplification.

Une fois mis en forme par ces trois premiers éléments, le signal d'injection est donc envoyé dans la partie CPA fibrée proprement dite. Tout d'abord, les impulsions sont étirées dans un éti-

reur de Öffner, leur durée passe typiquement de quelques centaines de femtosecondes à plusieurs nanosecondes.

Ensuite, la cadence est réduite de 77MHz à 100kHz grâce à une cellule de Pockels dans le but d'atteindre de plus grandes énergies dans les amplificateurs à forte puissance moyenne. Cependant, la division de cadence diminue considérablement la quantité de signal puisque que celle-ci est divisée par 770. Un deuxième étage de préamplification (identique au premier) est donc indispensable pour disposer de la puissance nécessaire après division de cadence, pour injecter le troisième et dernier préamplificateur (également identique au premier).

En sortie du diviseur de cadence, la puissance moyenne disponible (1mW) est alors tout juste suffisante pour injecter ce dernier préamplificateur dont la fonction est de fournir deux fois 1W nécessaires pour saturer les deux amplificateurs à forte puissance moyenne montés en parallèle. Ces deux amplificateurs sont réalisés à partir de fibres de type barreau dont le très gros coeur de diamètre $80\mu\text{m}$ est également dopé aux ions Ytterbium. Chacun d'eux est pompé par une diode 200W, et peut fournir en routine une puissance moyenne de 60W de signal amplifié, soit à 100kHz des impulsions d'une énergie de 0.6mJ.

Pour finir, ces deux faisceaux sont envoyés dans un compresseur à réseaux qui réduit la durée des impulsions en dessous de 800fs. Un dispositif de doublage de fréquence, qui n'apparaît pas sur la figure 2.2, permet de finaliser la mise en forme des deux pompes à 515nm utilisées par la suite pour le pompage des différents étages d'amplification du Noncolinear Optical Parametric Chirped Pulse Amplification (NOPCPA). Précisons en revanche qu'au cours de cette thèse nous nous sommes limités à l'utilisation d'une seule ligne d'amplification pour le pompage des deux premiers étages du NOPCPA.

2.1.3 Rappels d'optique impulsionnelle

En régime impulsionnel, l'évolution temporelle du champ électrique d'une impulsion brève peut s'écrire comme le produit d'une enveloppe (gaussienne, lorentzienne, sécante hyperbolique, etc...) et d'une porteuse oscillant à la fréquence ω_0 :

$$\tilde{E}(t) = \underbrace{A(t)}_{\text{Enveloppe}} \cdot \underbrace{e^{-i\omega_0 t}}_{\text{Porteuse}}, \quad (2.1)$$

où $\tilde{E}$ est le champ complexe, relié au champ physique réel par la relation : $E = \text{Re}[\tilde{E}]$. Une impulsion brève résulte de la superposition cohérente d'un ensemble de composantes de fréquences dont les amplitudes s'ajoutent de façon constructive. Il en découle une propriété fondamentale en optique impulsionnelle : la **dualité temps-fréquence**. En effet, de manière très générale le champ électrique peut être aussi bien décrit dans un espace temporel que fréquentiel, comme le produit d'une amplitude et d'un terme de phase :

– domaine temporel :

$$\tilde{E}(t) = |\tilde{E}(t)| e^{-i\Phi(t)}, \quad (2.2)$$

– domaine fréquentiel :

$$\tilde{E}(\omega) = |\tilde{E}(\omega)| e^{-i\phi(\omega)}. \quad (2.3)$$

On passe de l'un à l'autre par transformée de Fourier :

$$\tilde{\varepsilon}(\omega) = TF \left[\tilde{E}(t) \right] = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{E}(t) e^{i\omega t} dt, \quad (2.4)$$

$$\tilde{E}(t) = TF^{-1} [\tilde{\varepsilon}(\omega)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\varepsilon}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (2.5)$$

Afin d'éviter une erreur courante, précisons que les termes de phase temporelle $\Phi(t)$ et spectrale $\phi(\omega)$ ne sont pas reliés par transformée de Fourier : $\phi(\omega) \neq TF[\Phi(t)]$. Cependant, ils permettent d'introduire deux notions équivalentes valables uniquement lorsque l'on est dans le cas d'une impulsion étirée temporellement :

– la **fréquence instantanée** :

$$\omega(t) = -\frac{d\Phi}{dt}, \quad (2.6)$$

– le **retard de groupe** :

$$\tau(\omega) = \frac{d\phi}{d\omega}. \quad (2.7)$$

Le lien entre la durée permise d'une impulsion et la largeur de son spectre fréquentiel à mi-hauteur est donné par la **relation temps-fréquence** :

$$\Delta\omega\Delta t \geq K \quad (2.8)$$

où K est un nombre dépendant de la forme temporelle de l'enveloppe de l'impulsion. Lorsque l'égalité est atteinte dans l'équation (2.8), on obtient l'impulsion la plus courte possible pour une largeur spectrale donnée. Ainsi, pour obtenir une impulsion ultrabrève, il est nécessaire de disposer d'un spectre ultralarge. Par exemple à 800nm, un spectre large de 100nm permet potentiellement de générer des impulsions inférieures à 10fs, alors qu'à 1030nm, un spectre de 5nm peut produire des impulsions au plus court de 312fs.

Cependant, pour obtenir cette égalité il faut tenir compte de la phase du champ électrique qui joue un rôle primordial sur le profil temporel de l'impulsion. En effet, en travaillant par exemple dans le domaine fréquentiel et en supposant de faibles variations de phases autour de la fréquence centrale ω_0 , on peut développer la phase spectrale en série de Taylor :

$$\phi(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} \underbrace{\left(\frac{d^n \phi}{d\omega^n} \right)_{\omega_0}}_{\phi^{(n)}(\omega_0)} (\omega - \omega_0)^n. \quad (2.9)$$

Il est alors possible de démontrer que chaque terme agit de manière différente sur le profil temporel d'une impulsion. Le terme d'ordre 0 correspond à la phase de la porteuse, le terme linéaire agit sur le retard de l'impulsion, le terme quadratique étire temporellement celle-ci sans la déformer, alors que les termes cubiques et au delà déforment son profil temporel [42, 43].

$$\begin{aligned} \phi(\omega) = & \underbrace{\phi_0}_{\text{Porteuse}} + \underbrace{\phi^{(1)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)}_{\text{Retard}} + \underbrace{\frac{1}{2!}\phi^{(2)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2}_{\text{Elargissement temporel}} + \\ & \underbrace{\frac{1}{3!}\phi^{(3)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \frac{1}{4!}\phi^{(4)}(\omega_0)(\omega - \omega_0)^4 + \dots}_{\text{Déformation du profil temporel}} \end{aligned} \quad (2.10)$$

En conséquence, pour obtenir une impulsion limitée par transformée de Fourier, il faut annuler tous les termes de phases d'ordre supérieur ou égale à 2. Dans ce cas, l'égalité de l'équation (2.8) est alors atteinte, et la durée de l'impulsion dépend uniquement de la largeur du spectre.

Dans une chaîne laser, deux mécanismes sont principalement à l'origine d'un apport de phase additionnelle indésirable. Premièrement, se trouve la dispersion chromatique des impulsions au cours de la propagation dans les divers matériaux qui constituent la chaîne. Ses effets sont d'autant plus importants que le spectre est large. Cependant, les termes d'ordre 2 et 3 sont facilement compensables en utilisant un couple étireur-compresseur convenablement désaccordé [42]. Deuxièmement, se produisent les non linéarités induites par des intensités crêtes excessives. Elles apportent des termes de phases très difficilement compensables, c'est pourquoi il faut impérativement chercher à les éviter. Pour cela, il faut avoir recours à l'amplification à dérive de fréquence dont nous avons décrit le principe dans la partie 2.1.1.

2.1.3.1 Propagation linéaire : effets d'un milieu dispersif homogène

Pour mesurer l'effet de la propagation d'une impulsion dans un matériau dispersif, il faut exprimer la phase spectrale comme le produit du nombre d'onde par la distance parcourue (en choisissant arbitrairement l'axe z comme axe de propagation) :

$$\phi(\omega) = k(\omega)z \Leftrightarrow \phi^{(n)}(\omega) = k^{(n)}(\omega)z, \quad (2.11)$$

avec :

$$k^{(n)}(\omega_0) = \left(\frac{d^n k}{d\omega^n} \right)_{\omega_0}. \quad (2.12)$$

Les différents ordres de dispersion $k^{(n)}(\omega_0)$ se calculent à partir de la relation :

$$k(\omega) = \frac{n(\omega)\omega}{c}, \quad (2.13)$$

où l'indice $n(\omega)$ est donné par les coefficients de Sellmeier. Le tableau 2.3 présente quelques valeurs numériques de la dispersion chromatique à la longueur d'onde centrale d'émission de l'Ytterbium 1030nm dans trois matériaux utilisés pour réaliser la pompe CPA fibrée. Nous obtenons la valeur de la phase spectrale additionnelle en multipliant ces valeurs par la distance parcourue dans le matériau en question. Les termes d'ordres supérieurs à 4 sont négligés car ils n'influent que très peu sur le profil temporel de l'impulsion.

Matériau	$k^{(2)}$ (fs^2/cm)	$k^{(3)}$ (fs^3/cm)	$k^{(4)}$ (fs^4/cm)
Silice fondue	190	411	-504
TGG	1296	818	-245
BK7	244	463	-528
Calcite	444	706	-672

FIGURE 2.3 – Dispersion chromatique à 1030nm dans différents matériaux utilisés.

2.1.3.2 Propagation non linéaire : auto-modulation de phase et autres processus

En régime de forte intensité, l'apparition d'un certain nombre de processus non linéaires constitue une source importante de phase additionnelle parfois impossible à compenser sauf au moyen de dispositifs très lourds à mettre en oeuvre [44, 45, 46]. Dans les fibres optiques, l'**auto-modulation de phase** décrite dans le paragraphe suivant, le **mélange à quatre ondes**, ainsi que le **diffusion Raman stimulée** [47] figurent parmi les phénomènes les plus fréquents. Par ailleurs, de plus fortes puissances crêtes peuvent également conduire à l'**auto-focalisation** [48], mécanisme déclencheur de la **filamentation plasma** pouvant générer un spectre extrêmement large couramment appelé « **continuum de lumière blanche** ». Ce processus très complexe est le résultat du mélange d'un grand nombre d'effets non linéaires.

Auto-modulation de phase : Lorsqu'une impulsion brève se propage dans un matériau, celle-ci produit une variation locale d'indice proportionnelle à l'intensité du champ électrique :

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t), \quad (2.14)$$

avec n_0 l'indice de réfraction linéaire, et n_2 l'indice de réfraction non linéaire du deuxième ordre. Ce phénomène est engendré par un processus non linéaire d'ordre 3 appelé « **effet Kerr** ». Le changement d'indice qui en résulte induit un terme de phase additionnel $\Phi_{SPM}(t)$ dans l'expression du champ électrique :

$$\Phi(t) = \Phi_0(t) + \Phi_{SPM}(t) \quad (2.15)$$

où :

$$\Phi_0(t) = \omega_0 t \quad \text{et} \quad \Phi_{SPM}(t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 I(t) z \quad (2.16)$$

Ici, nous n'avons pas pris en compte les effets liés à la dispersion. Il est possible de démontrer par transformée de Fourier que ce terme de phase additionnel produit des changements du spectre en fréquence de l'impulsion. En effet, ces changements se traduisent par un spectre élargi et modulé de manière plus ou moins importante selon l'intensité de l'impulsion et la longueur de matériau traversée.

Afin de quantifier la phase non linéaire accumulée au cours de la propagation dans un matériau de longueur L , on introduit la notion d'**intégrale B** :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^L n_2 I(z) dz. \quad (2.17)$$

Avec $I(z) = \max [I(z, t)]_t$. Il a été démontré [49, 50] que si cette grandeur est inférieure à 1, l'impact de l'auto-modulation de phase sur le profil temporel des impulsions est faible. Au contraire, au delà 1, le profil temporel commence à se dégrader fortement.

La littérature scientifique fournit différentes valeurs de l'indice non linéaire n_2 pour différents matériaux mesurées expérimentalement. Cependant, il existe un écart important entre ces valeurs selon la méthode de mesure et le régime impulsif considéré (nanoseconde, picoseconde, ou sub-picoseconde). Dans notre cas, sur la partie CPA fibrée de la chaîne, nous travaillons après étirement en régime nanoseconde, en utilisant comme milieux amplificateurs des fibres fabriquées à partir de Silice fondue. La valeur de l'indice non linéaire la plus couramment admise pour ce matériau est $n_2 = 2.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ [51].

2.1.3.3 Caractérisation temporelle des impulsions : autocorrélation du second ordre

Dans le domaine des impulsions courtes (sub-picoseconde), il n'existe pas d'appareils électronique ou de caméras suffisamment rapides pour mesurer directement le profil temporel de ces impulsions. Une méthode possible pour évaluer leur durée, consiste à utiliser un signal d'autocorrélation [52].

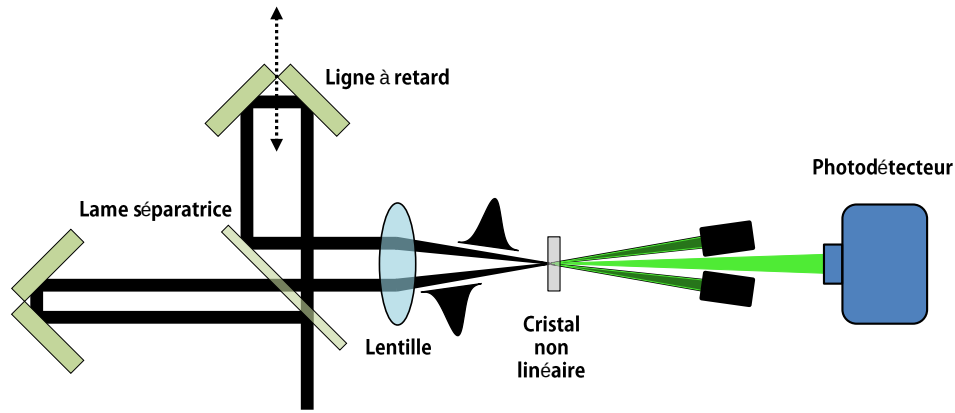


FIGURE 2.4 – Montage optique d'un autocorrélateur multicoup du second ordre en configuration non colinéaire.

A haute cadence, et par conséquent à relativement faible énergie, l'on utilise généralement un autocorrélateur multicoup du second ordre qui fonctionne sur le principe d'un interféromètre (voir figure 2.4). Dans une lame séparatrice, les impulsions à caractériser sont divisés en deux répliques identiques. Chacune d'elles voyage ensuite dans un bras différent de l'interféromètre. La longueur d'un des deux bras est ajustable de façon à faire varier le recouvrement temporel entre ces deux répliques que l'on recombine ensuite dans un cristal non linéaire du second ordre à l'aide d'un dispositif de focalisation (lentille, miroir sphérique ou parabolique). De là, il existe deux configurations possibles. Si les deux faisceaux se recombinaient parallèlement dans le cristal, il s'agit d'une **autocorrélation interférométrique**. Le signal généré dans le cristal et ensuite récupéré sur un photodétecteur est du type :

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} |E(t) + E(t - \tau)|^4 dt. \quad (2.18)$$

A l'inverse, si les faisceaux ne sont pas parallèles, ils se recombinaient en se croisant dans le cristal, l'on parle alors d'**autocorrélation intensimétrique**. Dans ce cas, un troisième faisceau résultant de la corrélation croisée entre les deux faisceaux fondamentaux, est créé. Le signal reçu par la photodiode est du type :

$$S(\tau) \propto \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t - \tau)dt. \quad (2.19)$$

Dans les deux cas, l'information sur la durée des impulsions contenue dans le signal d'autocorrélation reste limitée et sujette à une certaine incertitude. En effet, pour remonter à la durée réelle du profil d'intensité des impulsions, il faut appliquer un facteur de déconvolution K à la durée du signal mesuré qui dépend de l'hypothèse formulée sur la forme temporelle de ces impulsions. Dans le cas de notre chaîne laser, nous supposons un profil temporel d'intensité gaussien ou sécante hyper-

bolique carrée. Les facteurs de déconvolution pour ces deux types de profil temporel sont résumés dans le tableau 2.5 selon la configuration de l'autocorrélateur.

Facteur de déconvolution: $K = \frac{\Delta t_{autoco}}{\Delta t_{réel}}$	Gaussienne	Sécante hyperbolique carrée
Interférométrique	1.56	1.9
Intensimétrique	1.41	1.54

FIGURE 2.5 – Facteurs de déconvolution pour des profils d'intensité gaussien et sécante hyperbolique carrée dans le cas d'une configuration colinéaire et non colinéaire.

Enfin, la méthode d'autocorrélation ne permet pas d'accéder à l'information sur la phase du champ électrique. Pour cela, le photodétecteur peut par exemple être remplacé par un spectromètre. Le résultat obtenu est une carte bidimensionnelle de l'évolution du spectre de corrélation en fonction du délai entre les deux répliques des impulsions à mesurer. Cette carte appelée communément « trace Frequency-Resolved Optical Gating (FROG) » est ensuite analysée par un algorithme itératif qui permet de remonter à l'information complète sur le champ électrique des impulsions, c'est-à-dire leur amplitude et leur phase [53]. Il existe bien entendu d'autres méthodes de caractérisation complète du champ électrique comme par exemple le Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction (SPIDER), le Spatially Encoded Arrangement for SPIDER (SEA-SPIDER), le SPectral Interferometry Resolved In Time (SPIRIT) [54, 55], etc... La plupart d'entre elles sont plus complexes que la méthode FROG mais, elles présentent l'avantage de fournir une reconstruction de la phase du champ électrique directe, c'est-à-dire sans passer par un algorithme itératif.

2.1.4 Caractéristiques du signal injecté dans la pompe CPA fibrée : filtrage spectral et pré-amplification

Afin d'alimenter la pompe CPA fibrée, une partie du signal de l'oscillateur $Ti :Sa$ est prélevée puis filtrée spectralement. Sur les 180mW de signal sortant de l'oscillateur, nous venons extraire 2mW de spectre centré autour de 1030nm qui correspond à la longueur d'onde d'émission des ions Ytterbium.

Pour cela, le faisceau est séparé en deux parties par un miroir dichroïque qui réfléchit la quasi-totalité du spectre de l'oscillateur à 800nm, excepté une petite zone située au-delà de 1020nm qui elle est transmise (voir figure 2.6). Le spectre réfléchi est utilisé comme signal pour l'amplificateur paramétrique à 800nm, tandis que la partie transmise sert à alimenter la pompe CPA fibrée. Afin d'améliorer le filtrage spectral sur cette partie du faisceau, celui-ci passe sur une série de quatre miroirs à bande étroite centrée de autour 1030nm. Sans eux, le filtrage est insuffisant et la largeur spectrale trop importante pour réduire assez la durée des impulsions afin de ne pas dégrader la fibre du premier préamplificateur.

La figure 2.7 montre le spectre brut en sortie d'oscillateur ainsi que le spectre filtré. Ce dernier est centré autour de 1038nm et présente une largeur à mi-hauteur de 22nm.

La très faible puissance de signal disponible de ce spectre (2mW), et la médiocre qualité du profil spatial du faisceau (voir figure 2.8), ont conduit à mettre en place un étage de préamplification avant d'entamer la phase d'étirement du CPA fibré. Nous avons donc injecté le signal filtré autour

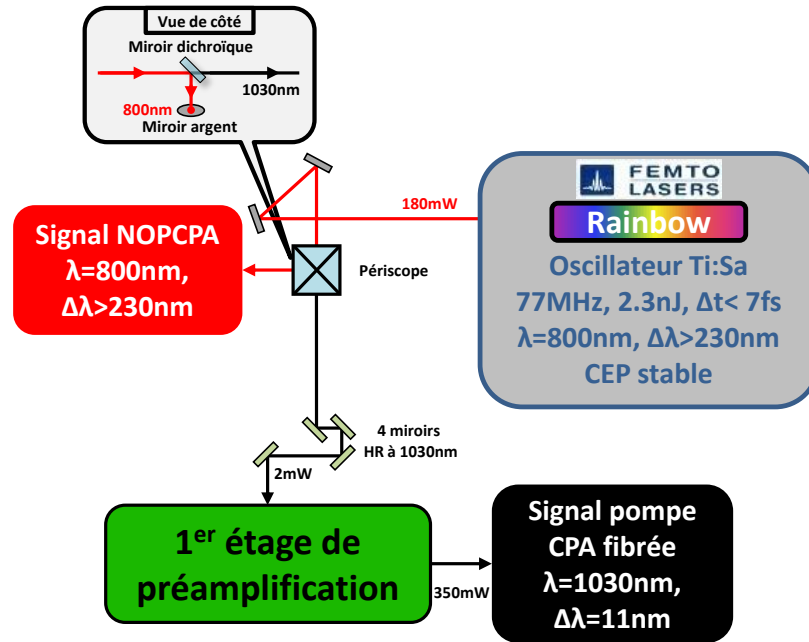


FIGURE 2.6 – Dispositif de sélection spectrale en sortie d'oscillateur : un miroir dichroïque prélève une partie du spectre de l'oscillateur au-delà de 1020nm, et quatre miroirs à bande étroite affinent le filtrage du spectre dans la bande d'émission de l'Ytterbium autour de 1030nm.

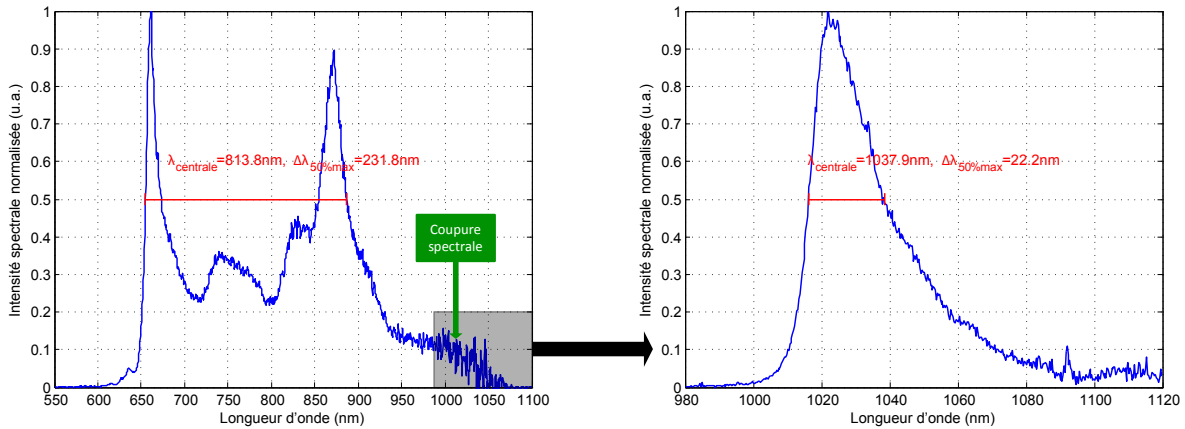


FIGURE 2.7 – Sélection spectrale en sortie d'oscillateur : à gauche spectre brut, à droite spectre prélevé par le miroir dichroïque puis filtré par les quatre miroirs à bandes étroites.

1030nm dans un préamplificateur réalisé à partir d'une fibre souple monomode dont le coeur de diamètre $40\mu\text{m}$ est dopé avec des ions Ytterbium. Nous aborderons les détails de ce préamplificateur dans la partie 2.2.2.1. Il s'agit ici de justifier sa nécessité en précisant que celui-ci permet d'une part de nettoyer considérablement le profil spatial du faisceau, et d'autre part d'injecter l'étireur avec suffisamment de puissance, sachant que celui-ci présente une efficacité globale d'environ 57%.

Grâce à ce dispositif, nous disposons à l'entrée de l'étireur de 350mW de puissance autour de 1035nm. La figure 2.9(a) montre que la largeur spectrale est réduite à environ 11nm à cause de l'étage de préamplification qui vient affiner à nouveau le filtrage spectral dans la bande d'émission des ions Ytterbium. La caractérisation temporelle de ces impulsions par autocorrélation directement à l'entrée de l'étireur donne une durée à mi-hauteur de 441fs, déconvoluée par une gaussienne

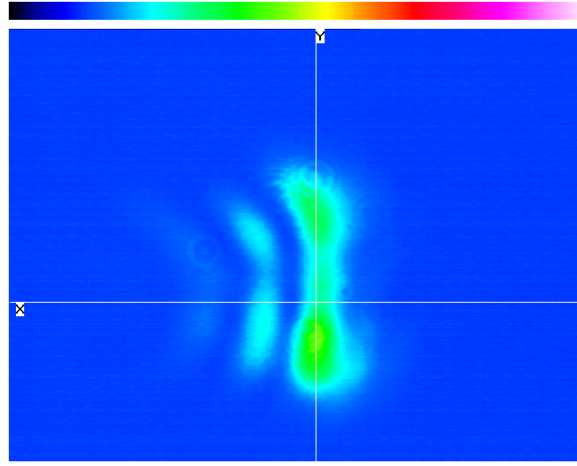
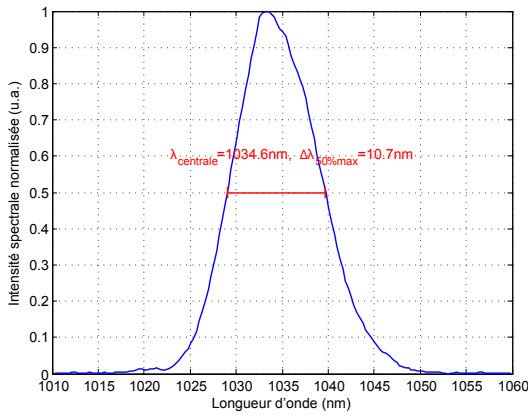
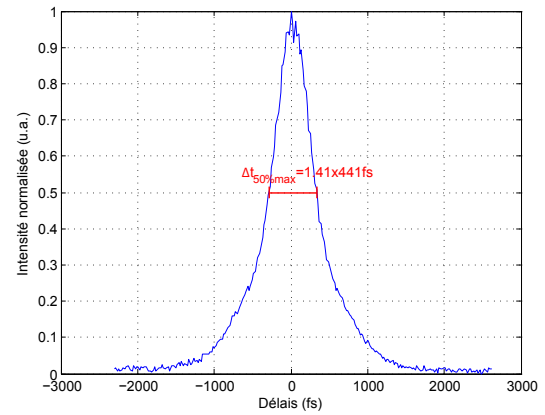


FIGURE 2.8 – Profil spatial du faisceau sortant de l'oscillateur après filtrage spectral autour de 1030nm [7].

(voir figure 2.9(b)). Théoriquement, à partir d'un tel spectre, la durée limitée par transformée de Fourier est de 147fs à mi-hauteur. Cependant, avant d'arriver à l'étireur, le faisceau traverse plusieurs matériaux dispersifs dont un cristal de Periodically Poled Lithium Niobate (PPLN) qui se trouve dans l'oscillateur, un isolateur de Faraday, et 1.50m de fibre photonique du premier étage de préamplification. En prenant en compte la dispersion de ces matériaux et le spectre à l'entrée de l'étireur, nous calculons une durée théorique de 604fs à mi-hauteur.



(a)



(b)

FIGURE 2.9 – Caractéristiques du signal à l'entrée de l'étireur (c'est-à-dire en sortie du premier préamplificateur) pour une puissance de 350mW. (a) Spectre. (b) Trace d'autocorrélation.

L'écart entre la valeur théorique et la valeur réelle de la durée de ces impulsions, autour de 1030nm après préamplification, peut être attribué au réglage de l'oscillateur, qui se fait de telle sorte que les impulsions à 800nm soient les plus courtes possibles. Cela signifie que la phase spectrale est plate sur une large zone autour de 800nm. Cependant, nous n'avons pas d'information sur la phase spectrale dans les ailes du spectre dont la contribution est faible, notamment du côté à 1030nm où se situe le spectre prélevé. Il est donc difficile de prévoir précisément la durée des impulsions à 1030nm juste après le filtrage spectral car celle-ci est très sensible au réglage de l'oscillateur.

2.1.5 Etirement des impulsions dans un étireur de type Öffner

2.1.5.1 Etireur de type Öffner : principe et architecture

Comme nous l'avons vu dans la partie 2.1.3, le profil temporel d'une impulsion laser est relié à son contenu spectral et à sa phase spectrale. Ainsi, étireur et compresseur jouent sur la différence de chemins optiques entre les composantes spectrales pour modifier la phase spectrale, et par conséquent le profil temporel d'une impulsion. Idéalement, pour ne faire qu'étirer une impulsion temporellement sans la déformer, il faudrait être capable de réaliser un étireur ne jouant que sur le terme de phase du second ordre. Or, du fait sa géométrie, un étireur à réseau influe également sur les termes de phase d'ordre supérieur à 2. L'idée consiste donc à réaliser un compresseur en fin de chaîne dont la géométrie est complémentaire à celle de l'étireur afin de compenser exactement la phase introduite par celui-ci.

Comparé à un étireur à réseaux classique, l'étireur de type Öffner présente l'avantage de ne pas produire d'aberration chromatique [56, 42], grâce à son architecture particulière (voir figure 2.10) : composée d'un télescope de grandissement -1 également appelé *triplet de Öffner*, construit à partir de deux miroirs sphériques, dont l'un est concave, l'autre convexe, et tels que le rapport de leurs rayons de courbure vaut -2. Par ce procédé, l'on se limite à des aberrations sphériques et à de l'astigmatisme.

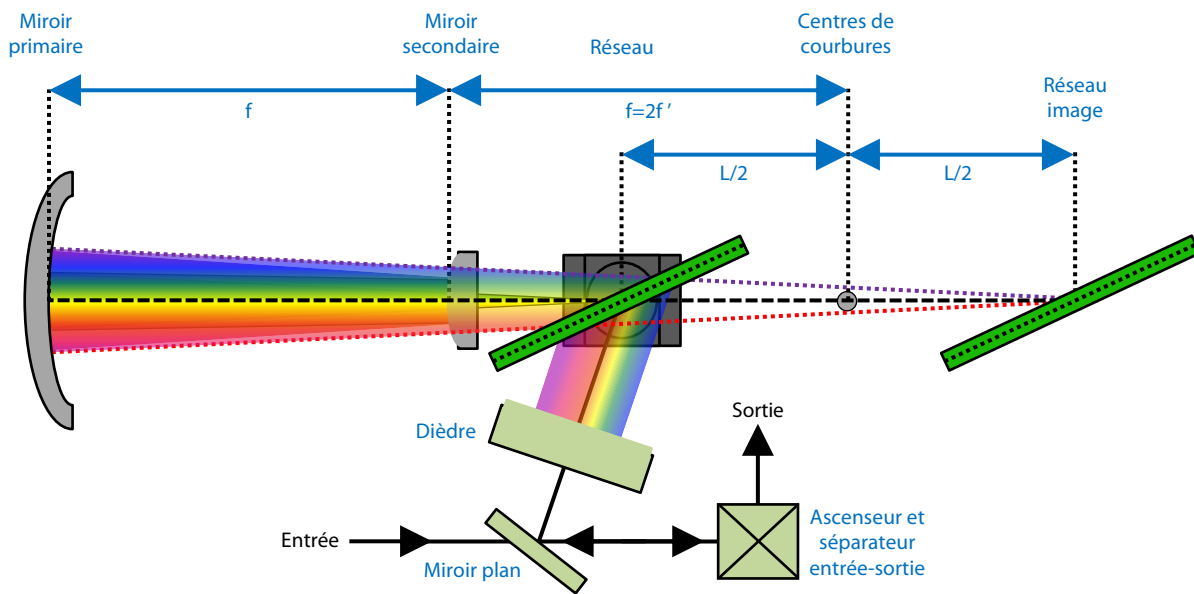


FIGURE 2.10 – Montage optique d'un étireur de type Öffner en simple passage (vue de dessus).

2.1.5.2 Calculs d'étirements et dimensionnement du dispositif

La phase spectrale introduite par un étireur (ou un compresseur) à réseaux est calculée à partir des différences de chemins optiques parcourus par les composantes spectrales. Pour cela, il faut prendre en compte la géométrie du dispositif et l'angle de diffraction du faisceau qui est propre à chaque composante spectrale. L'expression de la phase obtenue peut être ensuite développée en série de Taylor pour connaître les contributions des différents ordres de phase et évaluer rapidement

le taux d'étirement introduit. Sachant que seuls les termes d'ordre supérieur ou égale à 2 agissent sur le profil temporel des impulsions, et qu'au delà de l'ordre 4 les effets peuvent être considérés comme négligeables dans le cadre de nos travaux, nous ne donnons ici que les expressions des termes de phase spectrale pour les ordres allant de 2 à 4 apportés par l'étireur de Öffner supposé sans aberration [42] :

$$\phi_{etireur}^{(2)}(\lambda_0) = \frac{L\lambda_0^3}{\pi c^2 \Lambda^2 \cos^2 \theta}, \quad (2.20)$$

$$\phi_{etireur}^{(3)}(\lambda_0) = -\frac{3\lambda_0}{2\pi c} \phi_{etireur}^{(2)}(\lambda_0) \left(1 - \frac{\lambda_0 \sin \theta}{\Lambda \cos^2 \theta} \right), \quad (2.21)$$

$$\phi_{etireur}^{(4)}(\lambda_0) = \frac{3\lambda_0^2}{\pi^2 c^2} \phi_{etireur}^{(2)}(\lambda_0) \left(1 - \frac{2\lambda_0 \sin \theta}{\Lambda \cos^2 \theta} + \frac{\lambda_0^2}{4\Lambda^2} (1 + 6 \tan^2 \theta + 5 \tan^4 \theta) \right), \quad (2.22)$$

où L est la distance entre le réseau et son image (voir figure 2.10), Λ le pas du réseau, θ l'angle de diffraction sur le réseau, et λ_0 la longueur d'onde centrale reliée à la fréquence centrale par la relation :

$$\omega_0 = \frac{2\pi c}{\lambda_0}. \quad (2.23)$$

Par ailleurs, afin d'obtenir une efficacité de diffraction maximale, il faut un angle d'incidence égal à l'angle de diffraction. Appelé également « **angle de Littrow** », celui-ci est donné par la formule [42] :

$$\theta_d = \arcsin \left(\frac{q\lambda_0}{2\Lambda} \right), \quad (2.24)$$

où q est l'ordre de diffraction considéré. Connaissant cet angle et la durée étirée Δt souhaitée, nous pouvons déterminer la distance L entre le réseau et son image. Dans l'hypothèse d'une impulsion gaussienne, et l'approximation d'un fort étirement, cette distance est donnée par [42] :

$$L = \Delta t \Delta t_0 \frac{\pi c^2 \Lambda^2 \cos^2 \theta_d}{4 \ln 2 \lambda_0^3} \quad (2.25)$$

avec Δt_0 la durée limitée par transformée de Fourier.

Le dimensionnement du dispositif commence tout d'abord par le choix du réseau. Dans ce cas, les paramètres qui entrent en jeu sont les dimensions du réseau qui doivent être suffisantes pour contenir le spectre à l'étirement souhaité, sa qualité de gravure, son efficacité de diffraction, et bien entendu son coût. Par la suite, le choix des rayons de courbure des miroirs primaires et secondaires doit se faire de manière à ce que le spectre couvre l'ensemble du réseau après que celui-ci soit passé à travers le télescope dont le grandissement doit être égal à -1. La taille des optiques doit également permettre de faire passer l'ensemble du spectre.

Le réseau choisi pour l'étireur est un réseau holographique en transmission fourni par la société Wasatch. Il comporte 1750 traits/mm, et mesure 15 par 30cm. Ses grandes dimensions sont justifiées par le taux d'étirement très élevé (supérieur à 1.5ns) absolument indispensable pour limiter les non linéarités dans les étages d'amplification de la pompe CPA fibrée. Son efficacité a été caractérisée à 94% pour un spectre de 15nm de largeur à mi-hauteur centré autour de 1030nm. De plus, les miroirs primaires et secondaires choisis présentent respectivement des rayons de courbure $R_1=120\text{cm}$ et $R_2=60\text{cm}$. Le diamètre du miroir primaire est de 9", alors que celui du miroir secondaire mesure 3.5", cependant il est découpé pour former un bandeau de 2cm de largeur laissant

passer des faisceaux au dessus et en dessous. Les deux miroirs sont en argent et ont chacun une efficacité de 95%.

En travaillant sur l'ordre de diffraction $q=-1$, nous calculons un angle de Littrow $\theta_d=64^\circ 52'$ à 1034.6nm (longueur d'onde centrale du spectre à l'entrée de l'étireur visible sur la figure 2.9(a)). Afin d'étirer au maximum les impulsions, nous avons placé le réseau quasiment en butée du miroir secondaire pour obtenir la plus grande distance L possible entre le réseau et son image, soit 97cm. A partir de ces paramètres et des formules 2.20, 2.21, 2.22, et 2.25, nous pouvons calculer les différents termes de phase spectrale induits par l'étireur dans cette configuration :

- $\phi_{etireur}^{(2)} = 6.45 \times 10^7 fs^2$,
- $\phi_{etireur}^{(3)} = 1.07 \times 10^9 fs^3$,
- $\phi_{etireur}^{(4)} = 2.96 \times 10^{10} fs^4$,

ainsi que la durée étirée théorique correspondante : $\Delta t_{th}=1.22ns$.

Deuxième passage dans l'étireur

Afin d'augmenter d'avantage l'étirement, nous avons réalisé au cours de la thèse un deuxième passage dans l'étireur au moyen d'un coin de cube permettant de renvoyer le faisceau de manière légèrement décalé par rapport au premier passage (voir figure 2.11). Les deux passages sont décalés symétriquement par rapport à l'axe du télescope pour compenser au mieux les aberrations dues à la propagation hors de l'axe optique [57]. En théorie, la durée étirée est multipliée par deux grâce au deuxième passage, soit $\Delta t_{th}=2.44ns$.

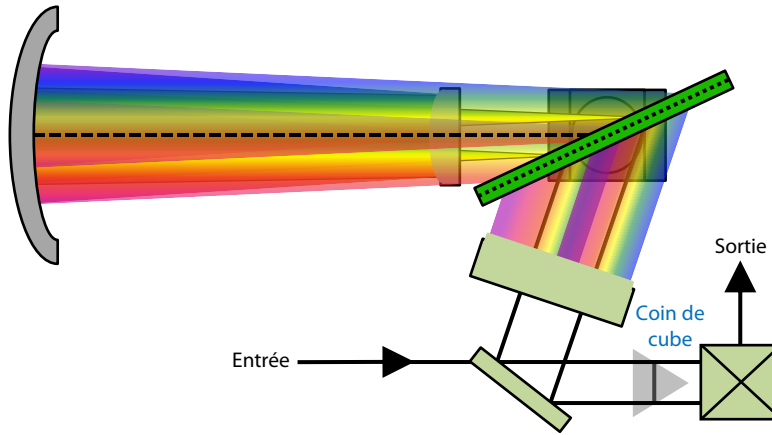


FIGURE 2.11 – Montage optique d'un étireur de Öffner en double passage (vue de dessus).

Nous avons contrôlé expérimentalement la durée des impulsions en sortie d'étireur dans cette configuration au moyen d'une photodiode dont le temps de réponse vaut $\tau=1ns$, connecté à un oscilloscope dont la bande passante est de 1Ghz. La figure 2.12 montre le profil temporel des impulsions obtenues sur lequel on mesure une durée à mi-hauteur $\Delta t_{exp}=2.7ns$.

2.1.5.3 Caractérisation de la stabilité de l'étireur de Öffner

Nous avons testé la stabilité temporelle et énergétique de l'étireur de Öffner. Pour cela, l'étireur a été monté en dispersion nulle afin de réaliser des mesures de stabilité sur des impulsions non étirées, qui sont plus sensibles aux fluctuations de phase et de spectre que des impulsions longues.

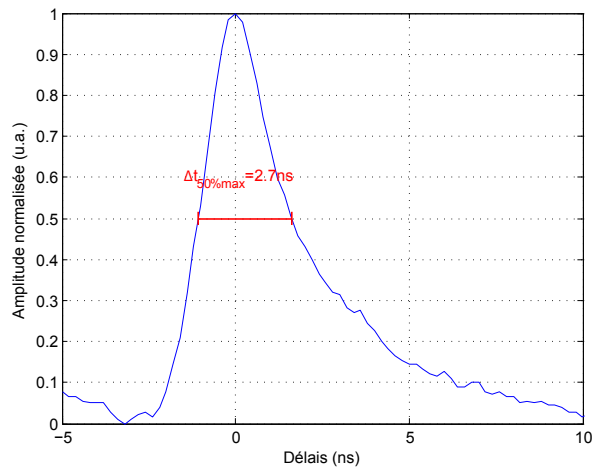


FIGURE 2.12 – Profil temporel des impulsions mesuré à la sortie de l'étireur de Öffner en double passage à l'aide d'une photodiode dont le temps de montée vaut $\tau = 1\text{ ns}$, connecté à un oscilloscope dont la bande passante est de 1Ghz.

Pour cette expérience l'étireur a été remis dans la configuration à un seul passage. La figure 2.13 illustre le montage de l'étireur de Öffner en dispersion nulle dans lequel le réseau a été placé au niveau des centres de courbures des miroirs primaires et secondaires de telle sorte que la distance L entre le réseau et son image soit nulle.

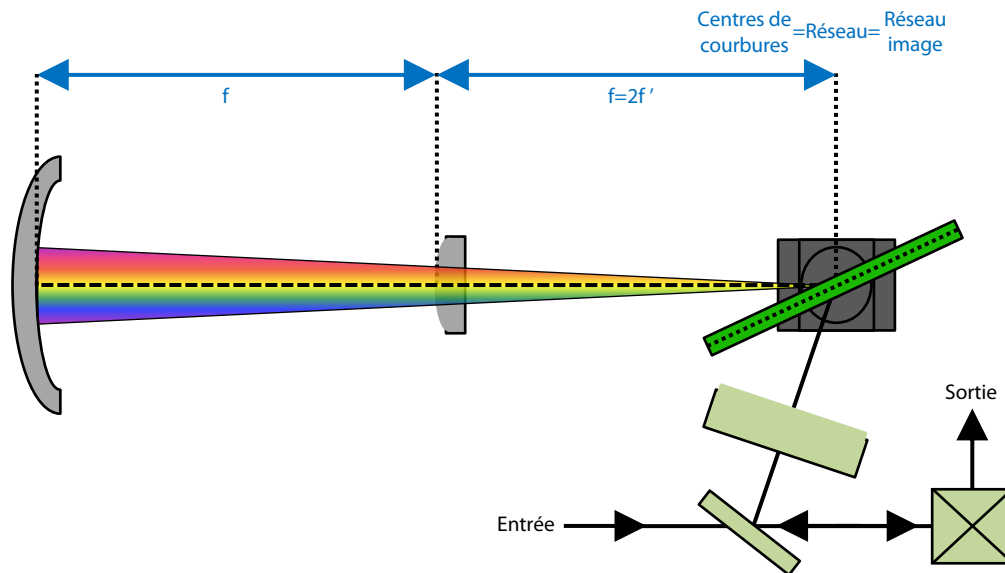


FIGURE 2.13 – Montage optique d'un étireur de Öffner en dispersion nulle (vue de dessus).

Pour commencer, nous avons contrôlé la stabilité temporelle des impulsions en entrée d'étireur. La trace d'autocorrélation à cet endroit de la chaîne est donnée par la figure 2.9(b) dans la partie 2.1.4. En connectant les signaux de l'autocorrélateur sur un oscilloscope, nous avons fait une étude statistique de la durée des impulsions sur un ensemble de 10000 échantillons : celle-ci révèle une stabilité de 0.8% RMS à l'entrée de l'étireur. Il s'agit d'une valeur tout à fait correcte pour ce type de chaîne.

La figure 2.14 montre une trace d'autocorrélation juste à la sortie de l'étireur monté en disper-

sion nulle. Celle-ci affiche une durée à mi-hauteur de 475fs déconvoluée par une gaussienne. A partir de là, les mêmes études de stabilité que précédemment ont été menées selon trois montages différents de la chaîne.

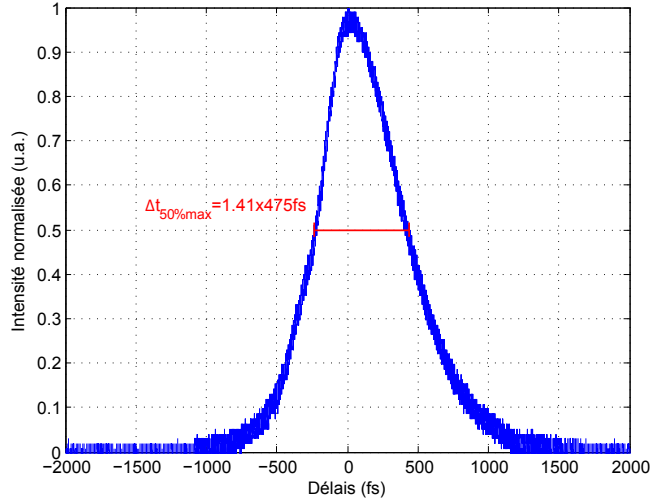


FIGURE 2.14 – Trace d'autocorrélation en sortie de l'étireur de Öffner en dispersion nulle.

Montage compact : préamplificateur dans l'étireur

L'architecture de la chaîne Solstice étant particulièrement complexe, nous avons pris soin, lors de sa construction, de limiter au mieux les distances de propagation des faisceaux en réalisant un montage compact, afin de minimiser les problèmes liés aux instabilités mécaniques. Pour cela, nous avons notamment essayé de monter le premier préamplificateur à l'intérieur de l'étireur de Öffner à une hauteur suffisamment basse de façon à laisser passer l'ensemble des faisceaux. Des mesures de stabilités ont ensuite été effectuées sur 10000 échantillons : celles-ci montrent une forte augmentation de l'instabilité de la durée des impulsions à mi-hauteur jusqu'à 11.1% RMS, soit un écart quadratique $\delta(\Delta t) = 53\text{fs}$.

Cette forte instabilité résulte des mouvements de convection dans l'air causés par la présence du préamplificateur fibré. En effet, ceux-ci produisent des variations d'indice aléatoires δn à l'intérieur de l'étireur. En supposant grossièrement que ces variations soient homogènes spatialement, celles-ci induisent un déplacement de l'image du réseau par rapport au réseau réel. Ce déplacement δL est donnée par :

$$\delta L = L_r \delta n, \quad (2.26)$$

où L_r est la distance totale parcourue par les rayons lumineux suivants l'axe optique du triplet de Öffner entre le premier et le deuxième passage sur le réseau réel.

A partir de l'écart quadratique $\delta(\Delta t)$ mesuré sur la durée à mi-hauteur et de l'expression reliant la durée d'une impulsion gaussienne à son terme de phase du second ordre [42] :

$$\Delta T = \Delta T_0 \sqrt{1 + \frac{16(\ln 2)^2 \phi^{(2)2}}{\Delta T_0^4}}, \quad (2.27)$$

nous pouvons calculer l'écart quadratique équivalent sur les variations de phase spectrale d'ordre 2 dans l'étireur :

$$\delta \left(\phi_{\text{étireur}}^{(2)} \right) = \frac{\Delta t_0^2}{4 \ln 2} \left[\sqrt{\left(\frac{\Delta t + \delta(\Delta t)}{\Delta t_0} \right)^2 - 1} - \sqrt{\left(\frac{\Delta t}{\Delta t_0} \right)^2 - 1} \right], \quad (2.28)$$

dont l'application numérique donne $\delta \left(\phi_{\text{étireur}}^{(2)} \right) = 2960 \text{ fs}^2$. Ce résultat permet à son tour d'évaluer l'écart quadratique du déplacement de la position du réseau image par rapport au réseau réel :

$$\delta L = \frac{\pi c^2 \Lambda^2 \cos^2 \theta}{\lambda_0^3} \delta \left(\phi_{\text{étireur}}^{(2)} \right), \quad (2.29)$$

soit un déplacement $\delta L = 45 \mu\text{m}$. Il est alors possible d'en déduire l'écart quadratique des variations d'indice de l'air à l'intérieur de l'étireur de Öffner à l'aide de la formule 2.26 : $\delta n = 1.24 \times 10^{-5}$.

Enfin, en utilisant la loi de Gladstone qui stipule que l'indice de réfraction est proportionnel à la masse volumique ρ [58] :

$$n = K\rho + 1, \quad (2.30)$$

où :

$$\rho = \frac{PM}{RT}, \quad (2.31)$$

et avec $K = 0.2256 \times 10^{-3} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1}$ la constante de Gladstone-Dale, $R = 8.314 \text{ J} \cdot \text{mole}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ la constante universelle des gaz parfaits, $M = 28.810 \times 10^{-3} \text{ kg} \cdot \text{mole}^{-1}$ la masse molaire de l'air, et $P = 1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ la pression ambiante, nous pouvons calculer l'écart quadratique sur la température correspondant à de telles variations d'indice :

$$\delta T = -\frac{RT^2}{KPM} \delta n. \quad (2.32)$$

En faisant l'application numérique nous obtenons : $\delta T = 14^\circ\text{C}$.

Cependant, cette analyse reste très approximative puisqu'elle suppose des variations d'indice homogènes spatialement, ce qui n'est pas vraiment le cas en réalité. En effet, si l'on suppose des variations d'indice non homogènes, le spectre étant dispersé spatialement (particulièrement dans le plan de Fourier au niveau du miroir secondaire), il se produit des variations aléatoires de phase indépendantes pour chaque composante spectrale $\delta \left(\phi^{(2)}(\lambda) \right)$, ce qui rend l'analyse bien plus complexe. En revanche, nous concluons qu'il est problématique d'avoir le préamplificateur dans l'étireur.

Montage espacé : préamplificateur en dehors de l'étireur

Pour s'affranchir de ces limitations, nous avons par la suite déplacé le préamplificateur en dehors de l'étireur au détriment des contraintes de compacité. Puis nous avons effectué les mêmes mesures de stabilité que précédemment sur 10000 échantillons en sortie d'étireur. Celles-ci donnent une stabilité de 1.7% RMS, confirmant l'idée qu'il n'est définitivement pas possible de placer le préamplificateur à l'intérieur de l'étireur de Öffner.

Montage avec un capot sur l'étireur

Enfin, nous avons réalisé une dernière mesure de stabilité (toujours sur 10000 échantillons) en couvrant l'étireur au moyen d'un simple capotage afin de l'isoler des fluctuations du reste de la chaîne. Le résultat de ces mesures montre encore une amélioration de la stabilité temporelle puisque celle-ci est descendue à 1% RMS, ce qui est une valeur tout à fait convenable.

2.1.6 Compression sans pompage des amplificateurs à forte puissance

Le principe d'un compresseur est bien entendu l'opposé de celui d'un étireur. Il consiste à réaliser un dispositif complémentaire à l'étireur, permettant de compenser exactement la phase spectrale introduite par celui-ci. Grâce à ce dispositif, il est alors possible de réduire la durée des impulsions en fin de chaîne au plus près du minimum autorisé par la limite de Fourier.

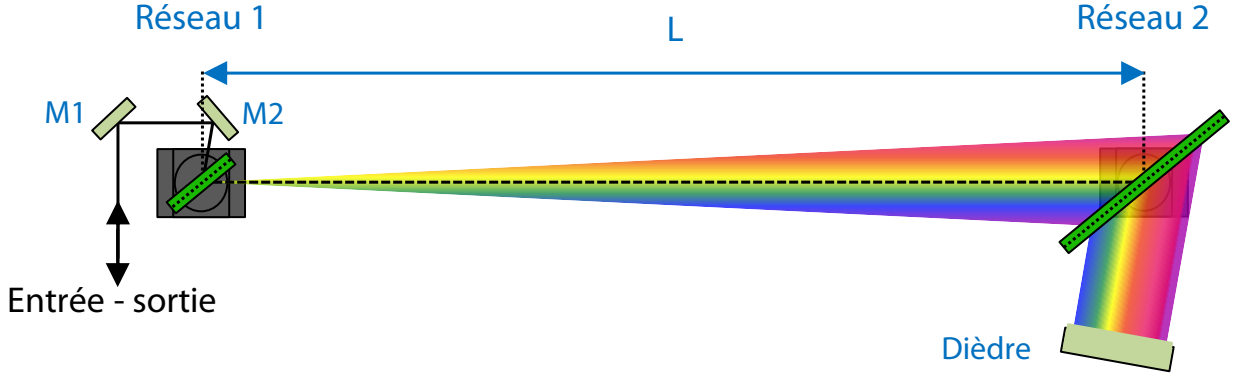


FIGURE 2.15 – Montage optique du compresseur à réseaux en transmission (vue de dessus). Les deux réseaux fournis par la société Wasatch, comportent 1750 traits/mm, mesurent 5.5 par 7cm et 15 par 30cm. Dans cette configuration, à l'angle de Littrow, l'efficacité globale du compresseur est de 60% au maximum.

Le montage optique d'un compresseur à réseaux est similaire à celui d'un étireur, à ceci près que dans l'étireur, l'ajout d'un télescope de grandissement -1 renverse le signe de la dispersion introduite. Ce montage plus simple (voir figure 2.15) se compose donc de deux réseaux parallèles séparés par une distance L , et d'un dièdre permettant le retour inverse de la lumière. Si les deux réseaux sont parfaitement parallèles, les expressions des différents ordres de la phase spectrale introduite par le compresseur sont identiques mais de signe opposé à celles de l'étireur supposé sans aberration ((2.20), (2.21), et (2.22)), données dans la partie 2.1.5.2 [42] :

$$\phi_{\text{compresseur}}^{(n)} = -\phi_{\text{étireur}}^{(n)}. \quad (2.33)$$

En revanche, la longueur L qui correspond dans le cas de l'étireur de Öffner à la distance entre le réseau et son image, équivaut dans le cas du compresseur à la distance entre les deux réseaux réels. Ainsi, si l'on désire réaliser un système dans lequel étireur et compresseur se compensent exactement, il convient d'utiliser pour les deux dispositifs : des réseaux comportant des pas Λ identiques, d'attaquer chaque réseau avec le même angle d'incidence, et enfin d'avoir une distance entre les deux réseaux du compresseur égale à celle entre le réseau et son image dans l'étireur.

Cependant, comme nous l'avons expliqué dans la partie 2.1.3.1, la traversée d'un certain nombre de matériaux dispersifs dans une chaîne laser amplificatrice introduit une phase spectrale supplémentaire. Il est alors nécessaire de désaccorder le couple étireur-compresseur pour compenser cette phase additionnelle. Pour cela, le pas du ou des réseaux de l'étireur doit être différent de celui des réseaux du compresseur. De plus, il faut jouer sur les deux degrés de liberté de l'étireur, et (ou) du compresseur, c'est-à-dire la distance L entre les réseaux, et l'angle d'incidence sur chaque réseau. De cette manière, il est possible de compenser les ordres 2 et 3 de la dispersion mais pas les ordres supérieurs [42]. Si la dispersion apportée par l'ensemble des matériaux traversés dans la chaîne est

suffisamment faible, les effets de ces ordres supérieurs sur le profil temporel des impulsions sont négligeables.

Dans notre cas, nous estimons la dispersion produite par l'ensemble des matériaux traversés dans la chaîne en prenant en compte les éléments les plus dispersifs :

- $3 \times 1\text{m}50$ de fibres photoniques souples en silice fondue utilisées pour les trois étages de pré-amplification,
- $1\text{m}20$ de fibre photonique de type barreau également en silice fondue et utilisée pour l'étage d'amplification à forte puissance moyenne,
- $5 \times 3\text{cm}$ de barreaux de Terbium Gallium Garnet (TGG) présents dans les différents isolateurs de Faraday.

En se reportant au tableau 2.3 donné dans la partie 2.1.3.1, nous obtenons les valeurs numériques des différents ordres de la phase spectrale ajoutée par la traversée de l'ensemble de ces matériaux :

- $\phi_{\text{matériaux}}^{(2)} = 1.27 \times 10^5 \text{fs}^2$,
- $\phi_{\text{matériaux}}^{(3)} = 2.47 \times 10^5 \text{fs}^3$,
- $\phi_{\text{matériaux}}^{(4)} = -2.9 \times 10^5 \text{fs}^4$.

Pour espérer compenser ces valeurs assez importantes au moins jusqu'à l'ordre 3, il faudrait employer des réseaux avec des pas bien différents entre étireur et compresseur [59]. Or, les réseaux que nous avons achetés disposent tous d'un pas très proche voir identique (entre 1750 et 1760 traits/mm), c'est pourquoi, comme nous allons le voir, nous n'avons pas pu compenser pleinement l'ordre 3 de la dispersion et recomprimer nos impulsions jusqu'à la limite de Fourier.

2.1.6.1 Première configuration : réseaux Wasatch en transmission

Au cours de la thèse, deux configurations du compresseur se sont succédées. La première, décrite dans la figure 2.15, a été réalisée à l'aide de deux réseaux en transmission fournis par la société Wasatch. Excepté la taille du premier petit réseau qui mesure 5.5 par 7cm au lieu de 15 par 30cm pour le grand, ceux-ci sont rigoureusement identiques au réseau utilisé pour l'étireur de Öffner décrit dans la partie 2.1.5.2. L'efficacité de diffraction de ces réseaux a été caractérisée à l'angle de Littrow à environ 88% pour un spectre centré autour de 1034nm. En considérant que le faisceau passe quatre fois sur les réseaux, nous obtenons une efficacité globale du compresseur de 60% au maximum. Cette valeur très faible impose de lourdes pertes de puissance en fin de chaîne. Elles sont dues au fait que le dépôt des antireflets par la compagnie a été raté. En effet, ils présentent 1.1% de réflexion par interface au lieu de 0.5% spécifié. Or, repolir les surfaces représenterait un risque pour le réseau placé entre les deux plaques de verre : nous les avons donc conservés tels quels.

L'intérêt premier de cette expérience est de caractériser les défauts de compression uniquement liés à la dispersion des matériaux traversés dans la chaîne CPA. C'est pourquoi, cette caractérisation a été faite dans un régime de basse puissance dans lequel seuls les trois préamplificateurs ont été mis en route (voir figure 2.2). Le signal sortant du troisième préamplificateur (environ 1W) a été injecté dans l'amplificateur à fibre barreau non pompé. De cette manière, nous limitons très fortement les effets non linéaires qui sont principalement générés dans les derniers centimètres de cette fibre lorsqu'elle est pompée.

Le réglage du compresseur a été optimisé pour obtenir la durée la plus courte possible. La distance correspondante entre les deux réseaux du compresseur est $L = 103.6\text{cm}$, et l'angle d'incidence

est décalé de $38'$ par rapport à l'angle de Littrow qui vaut $\theta_d = 64^\circ 52'$. Notons que lors de cette expérience, l'étireur était toujours en configuration simple passage. La mesure de la durée des impulsions par autocorrélation (voir figure 2.16(b)) donne 304fs à mi-hauteur en déconvoluant par une gaussienne. Le spectre donné sur la figure 2.16(a), présente une largeur à mi-hauteur de 5.3nm centrée autour de 1034nm. Or, la durée limitée par transformée de Fourier à laquelle correspond ce spectre est de 293fs, signifiant que la compression est de bonne qualité. Cependant, en observant le profil de la trace d'autocorrélation sur la figure 2.16(b), nous constatons que l'impulsion présente de légers rebonds caractéristiques d'une phase résiduelle d'ordre 3, principalement introduite par la dispersion des matériaux traversés. Or, les réseaux utilisés ayant un pas identique à celui du réseau de l'étireur de Öffner, il est impossible de compenser complètement cette phase résiduelle.

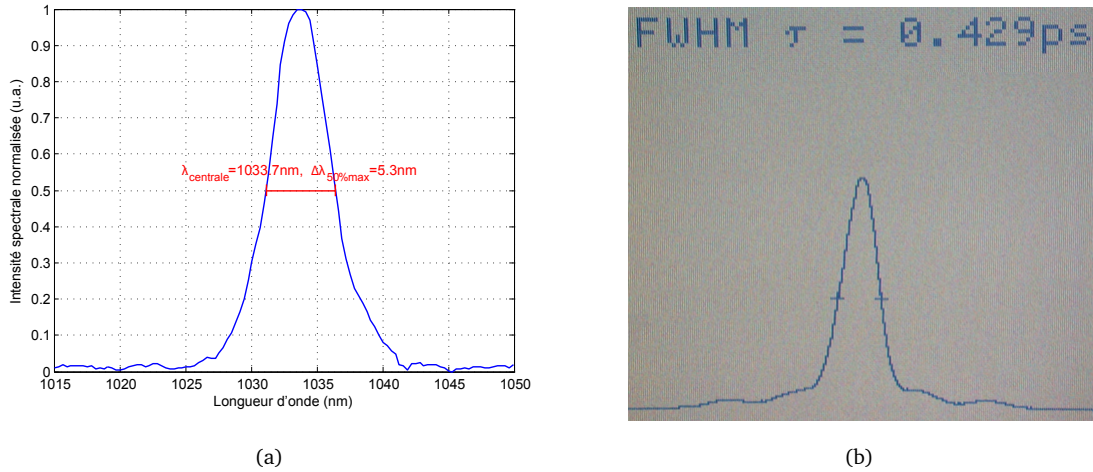


FIGURE 2.16 – Caractérisation spectrale et temporelle des impulsions en sortie du compresseur monté avec les réseaux Wasatch. Mesures réalisées à basse puissance, le troisième préamplificateur délivre environ 1W. Ce signal est injecté dans l'amplificateur à fibre barreau non pompé. Compte tenu de l'absorption de la fibre barreau et de l'efficacité du compresseur, la puissance est d'environ 200mW en sortie de chaîne. (a) Spectre. (b) Trace d'autocorrélation.

2.1.6.2 Deuxième configuration : réseaux PGL en réflexion

Dans le courant de la thèse, nous avons profité des avancées technologiques dans la fabrication des réseaux pour investir dans de nouveaux réseaux en réflexion de très grande qualité fournis par le Plymouth Grating Laboratory (PGL). Ces deux réseaux mesurant 11 par 6cm et 11 par 26cm, comportent 1760traits/mm. Leur efficacité maximale mesurée à l'angle de Littrow est de 98.5% pour le petit réseau et de 98% pour le plus grand.

Cependant, le montage optique d'un compresseur à réseaux en réflexion (voir figure 2.17) impose de travailler légèrement en dehors de l'angle de Littrow. Nous avons donc caractérisé l'efficacité de chacun de ces deux réseaux en faisant varier l'angle d'incidence de plus de 8° de part et d'autre de l'angle de Littrow. Cette caractérisation a été effectuée pour un spectre centré autour de 1034nm sensiblement identique à celui présenté dans la figure 2.16(a). Les résultats de ces mesures sont visibles sur la figure 2.18. Nous constatons sur cette figure que pour un décalage inférieur à $+3^\circ$ par rapport à l'angle de Littrow, l'efficacité moyenne des deux réseaux reste supérieure à 97.5%. Or, un tel décalage est largement suffisant pour permettre le montage optique du compresseur. L'efficacité globale alors obtenue est supérieure à 90%.

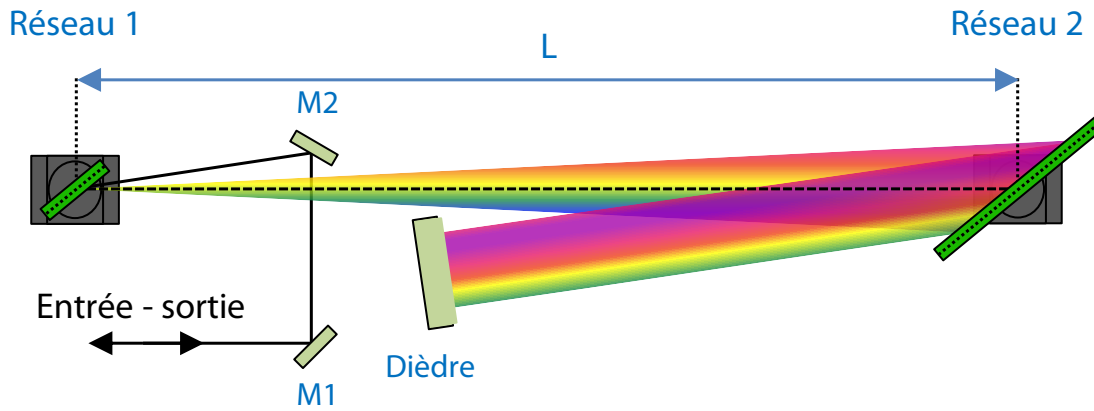


FIGURE 2.17 – Montage optique du compresseur à réseaux en réflexion (vue de dessus). Les deux réseaux fournis par PGL comportent 1760 traits/mm, mesurent 21 par 11cm, et 21 par 26cm. Dans cette configuration, avec un angle d'incidence inférieur à $+3^\circ$ par rapport l'angle de Littrow, l'efficacité globale du compresseur est supérieure à 90%.

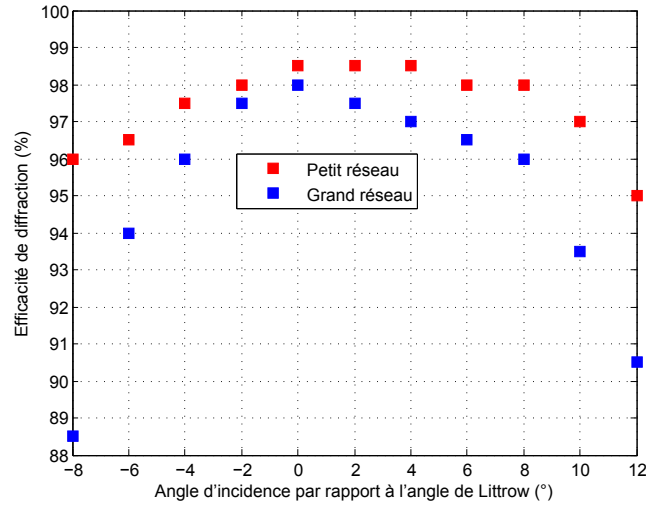


FIGURE 2.18 – Caractérisation de l'efficacité des réseaux PGL en réflexion.

Notons que peu de temps avant la mise en place de cette nouvelle configuration, nous avons réalisé un deuxième passage dans l'étireur de Öffner. En conséquence, la distance entre les réseaux du compresseur a dû être multiplié par deux.

De manière analogue au premier montage, nous avons caractérisé la qualité de recompression en régime de basse puissance. Une fois le compresseur optimisé avec un angle d'incidence sur les réseaux de $+2^\circ 31'$ par rapport à l'angle de Littrow, la mesure par autocorrélation des impulsions en sortie de compresseur a donné une durée à mi-hauteur de 391fs déconvoluée par une gaussienne (voir figure 2.19). Le spectre en sortie du compresseur est également très proche de celui présenté dans la figure 2.16(a) pour lequel nous calculons une durée limitée par transformée de Fourier d'environ 291fs. Ainsi, dans cette configuration nous restons également proche de la durée minimale même si des structures secondaires liées aux ordres de phase élevés persistent.

En conclusion de cette partie, nous avons choisi pour notre dispositif d'amplification à dérive de fréquence, un étireur de type Öffner, ainsi qu'un compresseur à réseaux. Ces deux éléments ont été conçus de manière à fournir un taux d'étirement le plus élevé possible (de 147fs à 2.7ns en double

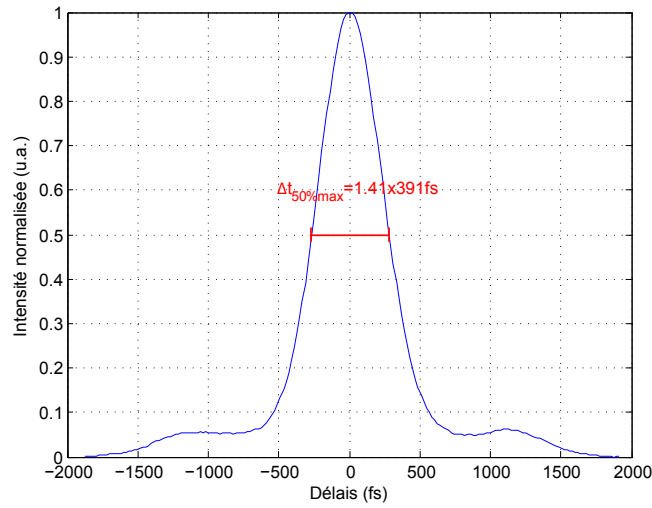


FIGURE 2.19 – Trace d'autocorrélation mesurée en sortie du compresseur monté avec les réseaux PGL. Mesures réalisées à basse puissance, le troisième préamplificateur délivre 1.2W. Ce signal est injecté dans l'amplificateur à fibre barreau non pompé.

passage), dans les limites imposées par le coût exorbitant de ce type de réseau (environ 30 000 euros pièce), et les grandes dimensions du montage optique difficiles à gérer. Malgré la grande quantité de matériaux traversés, nous avons démontré qu'à bas régime d'amplification ($2\mu\text{J}$ à 100kHz), il est possible de recomprimer les impulsions en fin de CPA fibrée à des durées voisines de 400fs , soit 1.4 fois la durée limitée par transformée de Fourier. C'est pourquoi, nous aborderons dans la partie 2.3, les problèmes liés à la recompression à forte puissance, ainsi que les solutions proposées pour les atténuer. En effet, malgré l'étirement très important réalisé par l'étireur de Öffner, il se produit à forte puissance des effets non linéaires dans l'amplificateur à fibre barreau à l'origine d'une déformation importante du profil temporel des impulsions en fin de chaîne.

2.2 Amplification dans des fibres photoniques dopées aux ions Ytterbium

2.2.1 Rappels théoriques et caractéristiques des fibres amplificatrices

2.2.1.1 Structure et conditions de guidage d'une fibre simple gaine

La structure classique d'une fibre simple gaine est constituée d'un empilement de deux couches cylindriques de Silice (voir figure 2.20). Le cylindre central de rayon r_c et d'indice n_c est le cœur de la fibre, celui-ci est entouré par une couche de rayon r_g et d'indice n_g inférieure à l'indice n_c de telle sorte que la lumière soit guidé par réflexion totale à l'intérieur du cœur.

Pour une **fibre à saut d'indice**, les grandeurs n_c et n_g sont des constantes, et l'interface entre les deux couches constitue un dioptre. En supposant que la longueur d'onde de la lumière qui pénètre le guide est très petite devant le rayon du cœur $\lambda \ll r_c$, il est facile de mettre en évidence la condition de guidage selon laquelle il existe un angle maximum θ_{max} par rapport à l'axe du guide au delà duquel les rayons ne sont plus guidés. L'**ouverture numérique** d'une fibre est définie comme le sinus de cet angle multiplié par l'indice du milieu autour de la fibre n_0 , qui est dans la plupart

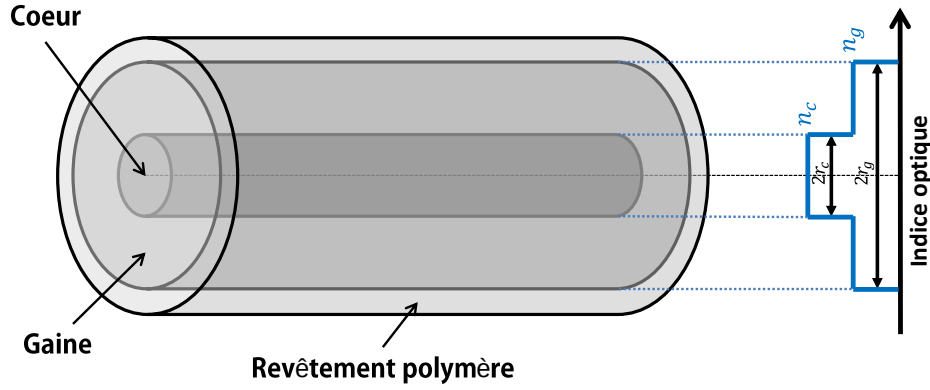


FIGURE 2.20 – Structure d’une fibre simple gaine à saut d’indice.

des cas égale à 1 car il s’agit généralement de l’air. Il est possible de démontrer à l’aide de la loi de Snell-Descartes que l’ouverture numérique est liée à la différence d’indice entre coeur et gaine :

$$ON = n_0 \sin \theta_{max} = \sqrt{n_c^2 - n_g^2}, \quad (2.34)$$

Nous constatons que plus la différence d’indice est importante, plus l’ouverture numérique est grande, ce qui signifie en pratique qu’il est plus facile d’injecter de la lumière à l’intérieur.

Une approche électromagnétique simplifiée de la propagation de la lumière dans les fibres à saut d’indice montre que celle-ci se propage sous forme d’une combinaison linéaire de modes transverses. On parle alors de propagation multimode. Cependant, il existe un critère indiquant les conditions nécessaires pour obtenir un guidage monomode donnant lieu à une qualité optimale de faisceaux. Ce critère est donné par le paramètre V de la fibre [43, 60, 61] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} r_c \sqrt{n_c^2 - n_g^2}. \quad (2.35)$$

Pour qu’une fibre soit monomode, son paramètre V doit être inférieur à la première fréquence de coupure V_0 définie par le premier zéro de la fonction de Bessel $J_0(V_0) = 0$. Dans le cas d’une fibre à saut d’indice V_0 vaut 2.405 [43, 60, 61]. Il convient alors de réaliser un compromis entre la taille du coeur et son ouverture numérique.

Enfin, la taille du faisceau se propageant dans la fibre n’est pas exactement celle du coeur. En supposant que le champ électromagnétique du mode fondamental peut être décrit par une fonction gaussienne :

$$E(r) = E_0 e^{-\left(\frac{r}{w_0}\right)^2}, \quad (2.36)$$

nous pouvons évaluer le diamètre $2w_0$ du champ du mode fondamental plus connu sous l’appellation anglophone « Mode Field Diameter (MFD) » grâce à la formule de Marcuse [61] :

$$2w_0 = r_c \left[0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \right]. \quad (2.37)$$

2.2.1.2 Intérêt de la fibre double gaine pour le pompage

La géométrie des fibres simple gaine à saut d’indice est un modèle simple pour comprendre le comportement général de la plupart des fibres optiques. Cependant, il apparaît que ce type de

fibre n'est pas le plus approprié pour des applications d'amplification à forte puissance moyenne, particulièrement en raison de la limitation du diamètre de coeur à une vingtaine de microns.

Dans une fibre amplificatrice, le coeur monomode est dopé pour constituer le milieu laser. Afin de garantir un couplage efficace dans la fibre, celui-ci doit être pompé par une source laser elle aussi monomode. Or, à l'heure actuelle la puissance délivrée par les diodes monomodes reste très faible puisqu'elle se situe aux alentours du Watt. Seules les diodes multimodes, dont l'étendue géométrique est très grande, permettent d'émettre de très fortes puissances moyenne jusqu'à plusieurs centaines de Watts, voir kiloWatts lorsque celles-ci sont empilées. C'est pour cette raison qu'est apparu l'intérêt pour les fibres comportant une seconde gaine [62]. En effet, si le couplage efficace de diodes multimodes n'est pas réalisable à travers le coeur monomode de la fibre, il est toutefois possible de le réaliser à travers sa première gaine, qui est multimode. Pour cela, il faut ajouter une seconde gaine entourant la première, d'indice bien plus faible, de façon à obtenir une ouverture numérique très importante. Par ailleurs, le diamètre de la première gaine doit être suffisamment important de manière à ce que l'étendue géométrique de la fibre soit proche ou dépasse celle de la source multimode. Ainsi conçue, une fibre permet de faciliter le couplage d'une pompe multimode de forte puissance moyenne. Celle-ci est alors guidée par la première gaine et traverse le coeur monomode dopé dans lequel elle est absorbée (voir figure 2.21). Le signal à amplifier provenant d'une source monomode peut être facilement couplé dans le coeur de la fibre, lui aussi monomode, et conserver ainsi une qualité spatiale optimale lors de son amplification.

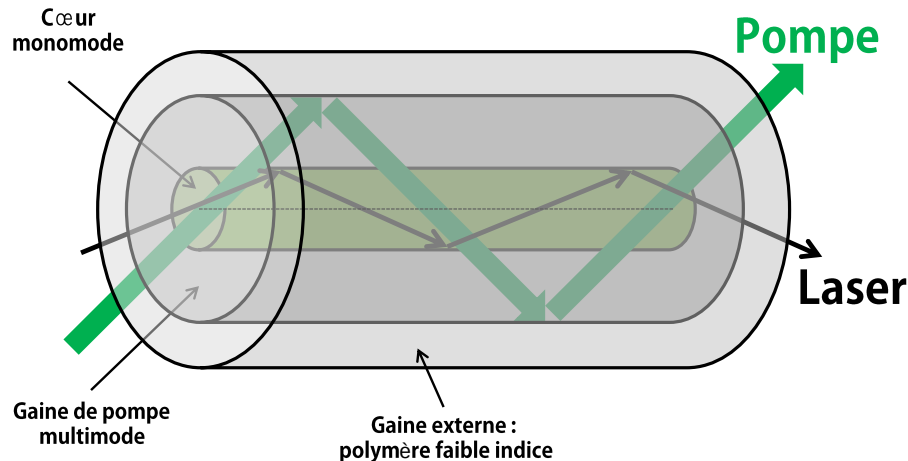


FIGURE 2.21 – Structure d'une fibre double gaine adaptée pour le pompage multimode à forte puissance moyenne.

Cependant, pour que la pompe soit absorbée efficacement par les ions dopants, il faut s'assurer que celle-ci traverse bien le coeur. Or, il apparaît que certains modes de gaine peuvent se propager sans jamais passer par le coeur. Afin d'éliminer ces modes parasites qui limitent l'absorption, la symétrie cylindrique de la gaine peut être cassée par des structures polygonales ou l'introduction de courbures périodiques dans la fibre [43, 61].

Enfin, notons qu'un pompage coeur permettra toujours d'obtenir une absorption plus efficace, encore faut-il disposer d'une source monomode de forte puissance moyenne. Ces sources sont aujourd'hui réalisables à partir de la technologie des fibres barreaux, et fournissent une centaine de Watts à 976nm [63, 64, 65]. Cependant, leur utilisation sur une chaîne laser telle que la notre reste

très contraignante, comparée à l'emploi d'une simple diode de pompe multimode.

2.2.1.3 Les fibres micro-structurées

La condition de propagation monomode des fibres classiques limitant la taille du coeur à une vingtaine de microns environ, l'un des enjeux important dans la fabrication de fibres destinées à l'amplification laser est la réalisation de fibres monomodes à très gros coeur. En effet, accroître la taille du coeur permet d'extraire d'avantage de puissance sur des distances plus courtes, tout en augmentant le seuil où les effets non linéaires sont catastrophiques. Les fibres microstructurées répondent notamment à ce problème.

De manière analogue aux fibres classiques, les fibres microstructurées possèdent un coeur monomode, une gaine, et éventuellement une double gaine. Elles sont constituées de structures périodiques de trous d'air dont on peut faire varier l'espacement et le diamètre afin de contrôler les propriétés optiques de la fibre. Il en existe deux types, les *fibres à cristaux photoniques* et les *fibres photoniques* [66]. Elles ont un mode de fonctionnement radicalement différent et ne sont pas utilisées pour les mêmes applications.

En effet, les fibres à cristaux photoniques jouent sur l'alternance de zones d'indice élevé et d'indice faible, réalisées par les structures de trous d'air pour faire apparaître des bandes d'énergie interdites dans le diagramme de dispersion du cristal photonique, exactement comme dans un semi-conducteur. En supposant que cette fibre soit réalisée avec un coeur plein et une gaine constituée de microstructures, il convient alors de concevoir ces dernières de telle sorte que les longueurs d'onde du laser soient comprises dans la bande interdite de la gaine pour qu'elles soient guidées par le coeur de la fibre. Bien qu'elles ne soient que rarement utilisées pour l'amplification, les fibres à cristaux photoniques présentent des propriétés non linéaires intéressantes, notamment dans le domaine de l'optique femtoseconde, où elles permettent par exemple la génération de supercontinuum.

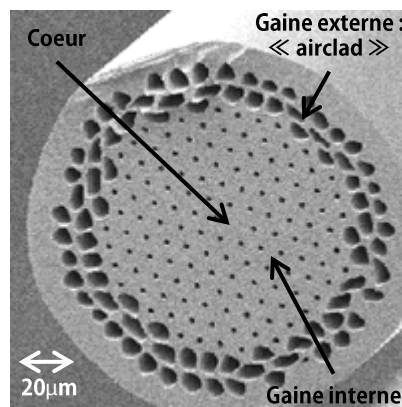


FIGURE 2.22 – Section typique d'une fibre microstructurée.

D'un autre côté, les fibres photoniques (voir figure 2.22) ont un fonctionnement très similaire aux fibres à saut d'indice. Dans ce cas, le rapport entre le volume d'air et le volume de Silice conduit à modifier de façon moyennée l'indice du milieu. On parle alors d'indice effectif [67], et l'on peut raisonnablement considérer que le guidage se fait là aussi par réflexion totale interne. Le grand intérêt des fibres photoniques dans le domaine de l'amplification laser réside dans leur capacité à

conserver un coeur monomode malgré un diamètre très important. En effet, le paramètre V pour une fibre photonique s'exprime différemment [60] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} \Lambda \sqrt{n_{c_{eff}}^2 - n_{g_{eff}}^2}, \quad (2.38)$$

où Λ est la distance entre les trous d'air, $n_{c_{eff}}$ et $n_{g_{eff}}$ les indices effectifs du coeur et de la première gaine. Il a par ailleurs été démontré [60] que la condition de propagation monomode devient $V < V_0 = \pi$, et que le paramètre V dépend essentiellement du rapport de la distance d entre deux trous d'air consécutifs et leur diamètre. Ainsi, il est possible de fabriquer des fibres monomodes à très gros coeur. Pour les fibres souples, le diamètre du coeur peut atteindre jusqu'à $40\mu\text{m}$. En revanche, pour des diamètres de coeurs plus importants, il existe une limitation liée au très faible guidage induit par une différence d'indice entre coeur et première gaine extrêmement basse $\Delta n < 10^{-4}$. Par conséquent, les courbures de la fibre provoquent des pertes lors de la propagation causant parfois la brûlure du revêtement polymère qui protège la fibre.

Les fibres barreaux plus connues sous l'appellation anglophone « rod » apportent une solution à ce problème. En effet, l'important volume de Silice qui entoure la gaine de ces fibres les rend très rigides, et les maintient rectilignes afin de garantir une propagation monomode à l'intérieur du coeur pour des diamètres dépassant la centaine de microns.

Enfin, dans la majorité des fibres photoniques à double gaine, on trouve la présence d'un *airclad* [68]. Il s'agit d'une « gaine d'air » qui fait office de gaine externe. Elle est réalisée avec de gros trous d'air très serrés qui abaissent quasiment l'indice jusqu'à 1. De ce fait, des ouvertures numérique très importantes sont obtenus sur la gaine externe jusqu'à 0.7, ouvrant la possibilité d'y injecter de très fortes puissances de pompe.

Voici un bref récapitulatif chronologique de l'évolution de la taille du coeur monomode des fibres microstructurées :

- 1996 : première réalisation d'une fibre photonique [69]
- 2000 : $\phi_{coeur} = 1.6\mu\text{m}$ [70]
- 2003 : $\phi_{coeur} = 28\mu\text{m}$ [71]
- 2004 : $\phi_{coeur} = 35\mu\text{m}$ [72]
- 2006 : $\phi_{coeur} = 60\mu\text{m}$ [73]
- 2008 : $\phi_{coeur} = 80\mu\text{m}$ [14, 74]
- 2012 : $\phi_{coeur} = 135\mu\text{m}$ [75]

Concernant la dernière fibre mentionnée, il s'agit d'un nouveau type de fibre à très large coeur connue sous l'appellation anglophone : « Large-Pitch Fiber (LPF) », dont le principe de fonctionnement repose sur la délocalisation des modes transverses d'ordre élevé.

2.2.1.4 Les deux types de fibres retenues pour le montage de la pompe CPA fibrée

Fibre souple 40/200 μm

Suite à une étude antérieure à cette thèse réalisée au laboratoire, dont nous rappelons brièvement les grandes lignes dans la partie 2.2.2.1, les fibres souples 40/200 μm à maintien de polarisation ont été retenues pour la fabrication des trois préamplificateurs de la pompe CPA fibrée. La figure 2.23(a) montre une photo de la section d'une fibre 40/200 μm sur laquelle nous pouvons observer au centre le coeur dopé de la fibre. Autour de celui-ci se trouve un ensemble de microstructures



(a) Section de la fibre.

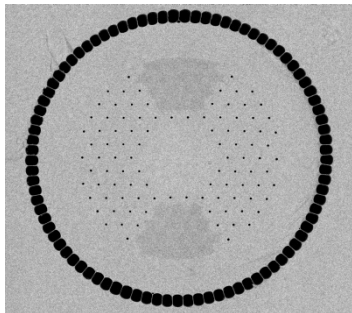
Diamètre du cœur	40µm
Diamètre du champ de mode (MFD)	29µm
Ouverture numérique du cœur	0.03
Diamètre de la gaine interne	200µm
Ouverture numérique de la gaine interne	0.55
Absorption de la pompe à 976nm	10dB/m
Diamètre de la gaine externe	450µm
Biréfringence	$>10^{-4}$

(b) Caractéristiques de la fibre données par le fabricant.

FIGURE 2.23 – Fibre souple 40/200µm fournie par la société Crystal Fiber et utilisée pour les trois étages de préamplification.

donnant lieu à un coeur monomode très large (40µm). Deux barreaux de contraintes dopés au Bore et visibles en noir sur la photo, maintiennent la polarisation du signal amplifié. Enfin, entourant l'ensemble de ces structures, l'airclad offre un diamètre de gaine interne très large ainsi qu'une ouverture numérique importante de façon à y coupler efficacement une diode multimode de forte puissance. L'ensemble des caractéristiques de la fibre données par le constructeur se trouvent dans le tableau 2.23(b).

Fibre barreau 80/200µm



(a) Section de la fibre.

Diamètre du cœur	80µm
Diamètre du champ de mode (MFD)	70µm
Ouverture numérique du cœur	0.02
Diamètre de la gaine interne	200µm
Ouverture numérique de la gaine interne	0.6
Absorption de la pompe à 976nm	30dB/m
Diamètre de la gaine externe	30µm
Biréfringence	$>10^{-4}$

(b) Caractéristiques de la fibre données par le fabricant.

FIGURE 2.24 – Fibre de type barreau 80/200µm fournie par la société Crystal Fiber et utilisée pour les deux lignes d'amplification à forte puissance montées en parallèle.

Afin d'extraire un maximum de puissance tout en conservant une excellente qualité de faisceau, il faut choisir pour les amplificateurs à forte puissance, une fibre monomode avec le plus gros coeur possible. Or, il se trouve que le laboratoire CELIA a été impliqué il y a plusieurs années dans le développement de fibres de type barreau à très large mode dont le diamètre de coeur mesure jusqu'à 80µm [76, 74, 14]. Par la suite, un consortium s'est créé, notamment avec l'université de Iéna et la société Crystal Fiber, pour lancer une première étude systématique des fibres barreaux selon différents processus de fabrication. Nous avons donc à disposition une dizaine de fibres 80/200µm au début de cette thèse. C'est pourquoi, nous les avons employées pour la réalisation des deux applicateurs à forte puissance montés en parallèle (voir figure 2.2).

Mis à part la taille du coeur plus large, la structure de ces fibres visibles sur la figure 2.24(a) est très similaire à celle des fibres souples 40/200µm présentées précédemment. Notons cependant que

contrairement à ce qu'indique la photo, les fibres 80/200 μm que nous utilisons ne disposent pas de barreaux de contraintes car il s'agit des premiers tirages de ce type de fibres issues d'une étude qui ne comprenait pas le maintien de polarisation dans le cahier des charges. Les caractéristiques de ces fibres données par le fabricant sont disponibles dans le tableau 2.24(b). De plus, le tableau 2.25 référence la longueur des différentes fibres barreaux que nous avons en stock en fonction de leur dénomination. Précisons qu'elles ne sont pas égales en terme de qualité, que les longueurs données ici sont approximatives, et changent légèrement à chaque opération de clivage.

Nom de la fibre	Longueur (cm)
Ancien Femto+	112
RTBF1	91
RTBF3	106
RTBF4	110
RTBF5	121
RTBF7	113
RTBF8	118

FIGURE 2.25 – Tableau des longueurs des fibres barreaux en fonction de leur dénomination.

2.2.1.5 Propriétés des ions Ytterbium et amplification

L'atome d'Ytterbium de numéro atomique $Z=70$ appartient à la famille des lanthanides ou terres rares. A l'état ionique trivalent (Yb^{3+}) il ne lui manque qu'un seul électron pour remplir complètement sa couche interne 4f. Deux niveaux seulement participent alors au fonctionnement laser : l'état fondamental $^2F_{7/2}$ et l'état excité $^2F_{5/2}$. Les ions Yb^{3+} étant soumis au champ électrique de la matrice de Silice dans laquelle il ont été introduits, il se produit une levée de dégénérescence de ces deux niveaux par Effet Stark [77]. Les niveaux fondamental et excité s'éclatent respectivement en 4 et 3 sous-niveaux, ce qui a pour conséquence l'augmentation du nombre de transitions possibles de 1 à 12 (voir figure 2.26(a)). Cependant, en comparaison avec les autres lanthanides ce nombre est très peu élevé, ce qui présente l'avantage d'éviter certains effets parasites comme par exemple l'« upconversion ». Ce phénomène a lieu lorsque plusieurs photons sont utilisés pour faire transiter un ion du milieu laser vers un état hautement excité : en résulte la génération d'une longueur d'onde laser inférieure à la longueur d'onde de pompage. Le diagramme en énergie assez simple de l'ion Yb^{3+} donne lieu à un système laser quasi-trois niveaux [78, 79].

Par ailleurs, les effets d'élargissement homogène et inhomogène dus respectivement à la durée de vie de l'état excité et à l'introduction des ions Ytterbium dans une matrice amorphe [84, 85], conduisent à un élargissement important des sections efficaces d'absorption et d'émission (voir figure 2.26(b)). Ce matériau devient ainsi un excellent candidat pour les lasers à fibres en régime impulsif. La plage d'émission de l'ion Ytterbium s'étend de 900 à 1150nm. Cependant, nous avons exploité dans nos amplificateurs sa plage optimale située entre 1000 et 1080nm afin d'éviter le pic de réabsorption à 976nm. Il existe deux plages spectrales possibles pour le pompage, une assez large située autour de 915nm, et une autre très fine autour de 976nm. Dans les deux cas, se trouve sur le marché des diodes laser de très forte puissance (plusieurs centaines de Watts) assurant un pompage à ces longueurs d'onde.

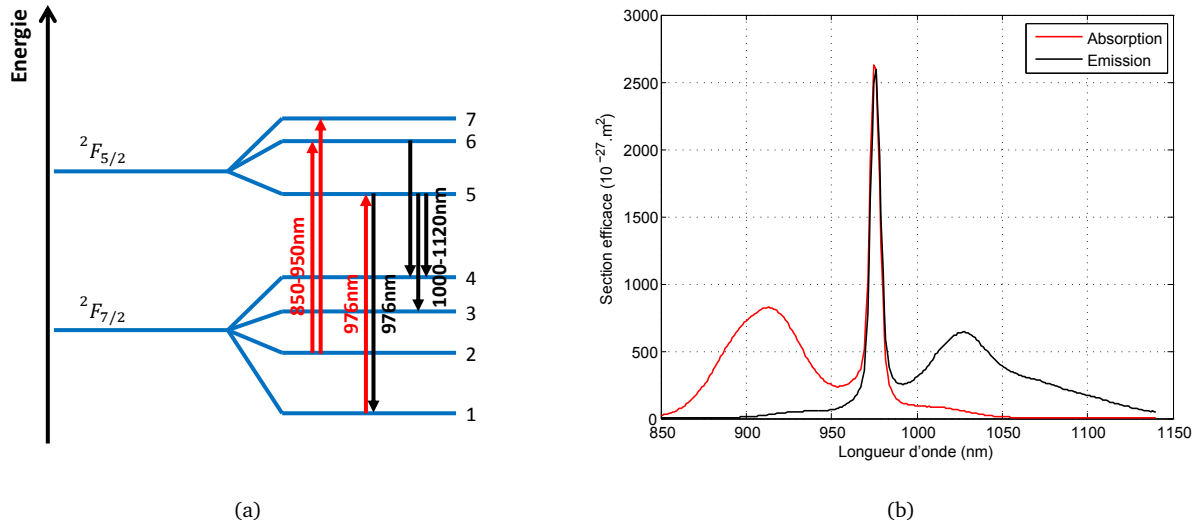


FIGURE 2.26 – Propriétés spectroscopiques de l’ion Ytterbium à l’état trivalent Yb^{3+} . (a) Niveaux d’énergie de l’ion Ytterbium avec levée de dégénérescence par effet Stark [80, 81, 82]. (b) Section efficaces d’absorption et d’émission de l’ion Ytterbium introduit dans la matrice amorphe de Silice [83].

Dans le cas du pompage à 976nm, la section efficace d’absorption très élevée impose une intensité de saturation et une inversion maximale de population plus faible que pour un pompage à 915nm. En revanche, le choix d’un pompage à 976nm reste préférable au regard du défaut quantique plus faible qu’à 915nm (5% à 976nm contre 11% à 915nm). En effet, il est important de minimiser ce paramètre qui provient de l’écart en énergie entre les photons aux longueurs d’onde d’émission et d’absorption, qui est évacué par le matériau sous forme de chaleur. Or, un des enjeux majeurs de nos amplificateurs à forte puissance moyenne est de limiter au mieux les effets thermiques particulièrement préjudiciables pour leur stabilité.

2.2.2 Préamplifications et division de cadence

2.2.2.1 Etude de la fibre la plus adaptée aux différents étages de préamplification : rappel de travaux antérieurs

Des travaux expérimentaux antérieurs à cette thèse, réalisés par Julien Nillon alors en stage au laboratoire CELIA en 2008 [7], ont permis de choisir la fibre la plus adaptée aux différents étages de préamplification, et d’élaborer l’architecture idéale pour la pompe CPA fibrée présentée sur la figure 2.2. Pour cela, trois types de fibres ont été successivement testées : une fibre monomode simple gaine $7\mu\text{m}$, puis une fibre monomode double gaine $15\mu\text{m}$, et enfin une fibre photonique monomode double gaine $40\mu\text{m}$. Dans cette partie, nous rappelons brièvement les résultats de ces travaux afin de justifier le choix final des fibres de préamplification, aujourd’hui en place sur la chaîne.

Les tests de ces différentes fibres ont été réalisés sur le premier étage de préamplification juste après le filtrage spectral décrit en détail dans la partie 2.1.4. La puissance disponible est de seulement 2mW pour un spectre centré à 1038nm d’environ 22nm de largeur à mi-hauteur (voir figure 2.7).

Fibre monomode simple gaine $7\mu\text{m}$

La première fibre testée est une fibre monomode simple gaine Nufern de diamètre de coeur $7\mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0.11. Elle est pompée directement dans le coeur par une diode monomode à 976nm délivrant une puissance maximale de 300mW. Les résultats expérimentaux montrent une prédominance très importante de l'ASE par rapport au signal amplifié. En effet, pour une puissance de pompe d'environ 250mW, 60mW de signal sont obtenus en sortie. Cependant, 90% de ce signal est attribué à l'ASE. Le coefficient d'absorption à 976nm très élevé de cette fibre (250dB/m) conduit à une saturation très rapide de la pompe. Or, le profil spatial du signal à l'entrée de la fibre étant très dégradé, il s'avère impossible d'atteindre un taux de couplage important (supérieur à 40%) du signal dans le coeur de la fibre. En conséquence, il n'y a pas suffisamment de signal pour concurrencer l'ASE, et celui-ci n'est donc quasiment pas amplifié. C'est pourquoi des fibres avec un coeur plus gros ont été testées par la suite, afin d'améliorer notamment le couplage du signal.

Fibre monomode double gaine $15\mu\text{m}$

La deuxième fibre testée est une fibre monomode double gaine de diamètre de coeur $15\mu\text{m}$ et d'ouverture numérique 0.08. La gaine interne a un diamètre de $130\mu\text{m}$, et une ouverture numérique de 0.46, autorisant le couplage d'une puissance de pompe bien plus importante. En effet, la fibre est pompée par une diode QPC stabilisée en longueur d'onde à 976nm, et délivre une puissance maximale de 25W. Afin d'élever le seuil de lasage de la fibre, ses faces situées aux deux extrémités sont clivées en angle pour ne pas faire office de cavité laser. Les résultats expérimentaux montrent que le plus faible coefficient d'absorption de la pompe (6dB/m), et l'amélioration du couplage du signal dans le coeur de la fibre, ont radicalement réduits la part d'ASE dans le signal de sortie. Ainsi, pour une puissance de pompe de 2.4W, la puissance en sortie est de 275mW dont 12% sont attribué à l'ASE. En revanche, pour des puissances de pompe plus importantes, la part d'ASE réaugmente jusqu'à changer radicalement le régime de fonctionnement de la fibre, puisqu'au delà de 4.4W de pompe la fibre se met à laser. Il peut alors se produire un « Q-switch » qui endommage la face côté pompe de la fibre. Ces résultats encourageants ont conduit à l'époque à tester encore de nouvelles fibres avec des tailles de coeurs encore plus grandes.

Fibre photonique monomode double gaine $40\mu\text{m}$

La dernière fibre testée est celle qui a été retenue pour la réalisation des différents préamplificateurs aujourd'hui en place sur la chaîne. Il s'agit d'une fibre photonique double gaine fournie par Crystal Fibre dont le diamètre de coeur mesure $40\mu\text{m}$. La longueur de cette fibre donnant la meilleure efficacité a été déterminée à 1.5m à l'aide de simulations sous Fiberdesk [86]. Dans cette partie, nous développons plus en détails la réalisation de ce préamplificateur dont l'architecture typique a été reprise par la suite pendant cette thèse pour réaliser les deux autres préamplificateurs. Les caractéristiques de cette fibre sont données dans le tableau 2.23(b) de la partie 2.2.1.3.

Le montage optique est visible sur la figure 2.27. La fibre est enroulée autour d'un plateau circulaire lui garantissant un rayon de courbure idéal. Les barreaux de maintien de polarisation sont soigneusement orientés horizontalement tout le long de la fibre, afin de limiter au mieux sa biréfringence. Les extrémités de la fibre sont ensuite fixées sur des rainures usinées en forme de V. Cette technique de fixation immobilise efficacement la fibre tout en limitant les contraintes exercées

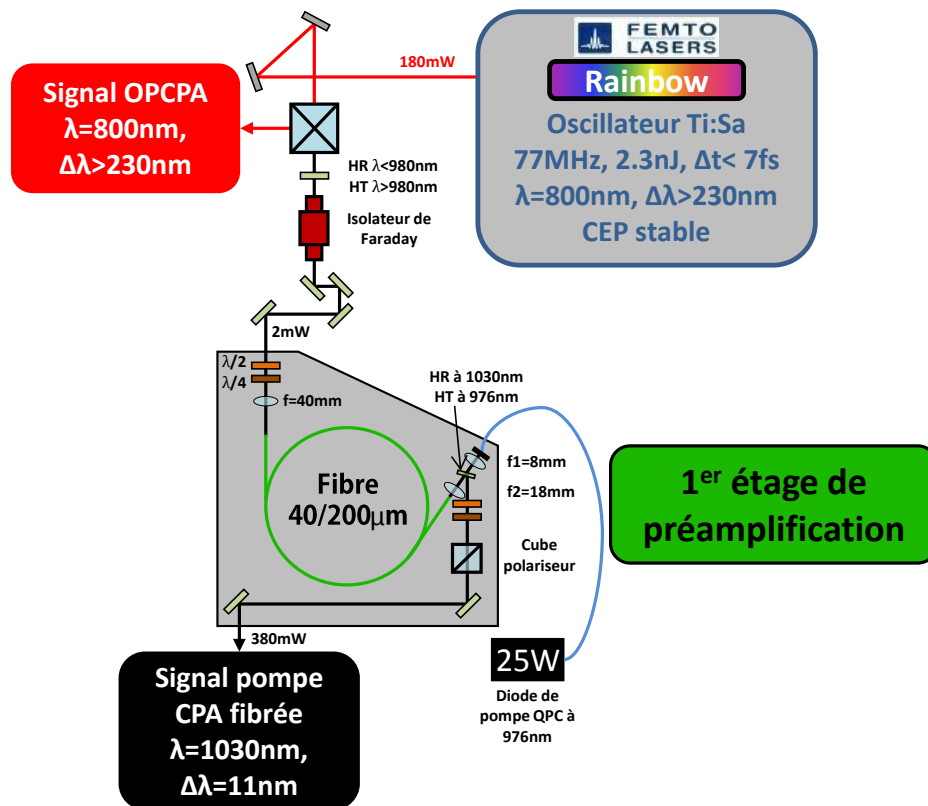


FIGURE 2.27 – Montage optique du premier préamplificateur fibré placé juste après le prélèvement et le filtrage spectral d'une partie du signal du Rainbow autour de la longueur d'émission des ions Ytterbium à 1030nm.

par le serrage. Il faut cependant que les deux extrémités de la fibre soient fusionnées et clivées en angle afin d'éviter tout effet de cavité laser.

L'injection des 2mW de signal filtrés autour de 1030nm dans le coeur de la fibre, se fait au moyen d'une lentille de focale $f=40\text{mm}$. Grâce à deux lames demi-onde et quart d'onde, la polarisation du signal est ajustée finement par rapport à l'orientation des barreaux de la fibre. Le pompage de la fibre est effectué par une diode laser QPC continue, et stabilisée en longueur d'onde à 976nm par un réseau de Bragg. Sa puissance maximale de sortie est de 25W. L'injection de la pompe se déroule de manière contrapropagative, c'est-à-dire du côté opposé où le signal est injecté. Pour ce faire, une première lentille de focale $f1=18\text{mm}$ collimate le faisceau en sortie du cordon de la diode, et une deuxième lentille de focale $f2=8\text{mm}$ le refocalise pour l'injecter dans la gaine de pompe de la fibre. Entre ces deux lentilles, se trouve un miroir dichroïque à 22.5° qui laisse passer la pompe mais réfléchit le signal amplifié afin de l'extraire (taux d'extinction du signal égal à 30dB). Enfin, en sortie, un cube polariseur précédé de deux lames demi-onde et quart d'onde élimine la part résiduelle de signal dépolarisé. L'ensemble du préamplificateur est recouvert par un capotage représenté en gris sur la figure 2.27. Celui-ci protège notamment les faces de la fibre particulièrement sensibles aux poussières environnantes.

Précisons par ailleurs, qu'un isolateur de Faraday à 1030nm, ainsi qu'un miroir dichroïque réfléchissant à 976nm, ont été placés à l'entrée de ce préamplificateur, afin d'éviter respectivement les retours d'ASE et de pompe résiduelle dans l'oscillateur Ti :Sa.

Les résultats de cette expérience montrent qu'il est possible d'obtenir un très fort gain dans cet

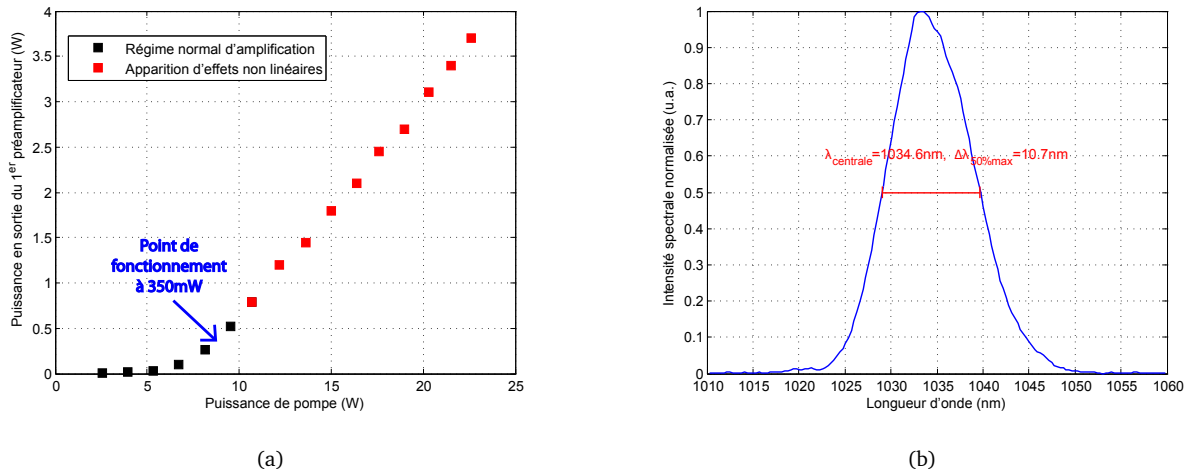


FIGURE 2.28 – Caractéristiques du signal sortant du premier préamplificateur fibré. (a) Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe à 976nm. La mesure est prise après un cube polariseur visible sur la figure 2.27. Au delà de 800mW de signal amplifié, nous voyons l'apparition d'effets non linéaires. Pour cette raison, le point de fonctionnement en routine de ce préamplificateur est limité à 350mW de signal amplifié. (b) Spectre correspondant à une puissance amplifiée de 350mW.

amplificateur. En effet, pour 23W de pompe, la puissance du signal passe de 2mW en entrée à 3.8W en sortie, soit un gain de 1900. De plus, la part d'ASE reste inférieure à 10% quelque soit la puissance de pompe, et aucun effet de lasage ni de Q-switch n'est observé. La figure 2.28(a) montre la puissance amplifiée à 1030nm en fonction du pompage de la diode. Une évolution linéaire au delà de 8W de pompe y est observable.

La puissance amplifiée est tout à fait satisfaisante, cependant il a été constaté que si celle-ci dépasse 800mW, le spectre commence à se déformer, signe de l'apparition d'effets non-linéaire (principalement de la SPM). Comme nous l'avons vu précédemment, ces non linéarités conduisent à une dégradation du profil temporel des impulsions recomprimées en fin de chaîne. Afin d'éviter ce problème, une solution consisterait à étirer temporellement le signal avant cet étage de préamplification. Or, nous avons vu que cela est impossible au regard de la trop faible puissance disponible qu'il faudrait injecter dans l'étireur de Öffner. C'est pourquoi, la solution la plus raisonnable est de limiter la puissance de sortie de cette amplificateur bien en dessous de 800mW afin réduire fortement ces problèmes de non-linéarités. Ainsi, nous faisons tourner celui-ci en routine aux alentours de 350mW de signal amplifié de façon à avoir suffisamment de puissance pour injecter le second étage de préamplification placé juste après l'étireur de Öffner. Le spectre associé à cette puissance de signal amplifié est donné sur la figure 2.28(b).

2.2.2.2 Deuxième et troisième étage de préamplification

Comme l'indique la figure 2.2, un deuxième préamplificateur se trouve entre l'étireur de Öffner et le diviseur de cadence, alors que le troisième se situe entre le diviseur de cadence et les deux amplificateurs à forte puissance montés en parallèles.

La puissance de signal minimale nécessaire à l'entrée d'un préamplificateur réalisé à partir d'une fibre 40/200 μ m est d'environ 0.5mW. En dessous de cette valeur, l'ASE se trouve fortement en compétition avec le signal, et par conséquent, celui-ci n'est quasiment plus amplifié. Or, à la sortie

de l'étireur de Öffner, que celui-ci soit en simple ou double passage, nous disposons au mieux de 200mW pour traverser la cellule de Pockels. Sachant que celle-ci divise la cadence par 770 (de 77MHz à 100kHz), la puissance maximale qui en sortirait sans le deuxième étage de préamplification serait de 0.26mW. Pour cette raison, la présence du deuxième préamplificateur est justifiée.

En effet, il permet d'amplifier le signal sortant de l'étireur jusqu'à 1W en routine (4W au maximum), soit en tenant compte des pertes après la division de cadence, 1mW de signal disponible à l'entrée du troisième préamplificateur. Dans cette configuration, avec les impulsions fortement étirées (au delà de la nanoseconde), nous pourrions aisément augmenter la puissance de sortie du deuxième préamplificateur jusqu'à 4W. Cependant, il est préférable de rester autour de cette valeur relativement faible mais suffisante, afin de ne pas pousser systématiquement la diode de pompage à sa limite de fonctionnement, et retarder le photonoircissement des fibres.

Par la suite, la présence du troisième préamplificateur est nécessaire car il faut disposer de 2W de signal minimum pour saturer le gain des deux amplificateurs à forte puissance réalisés à partir de fibres de type barreau 80/200 μ m. Dans ce préamplificateur, nous passons donc de 1mW de signal à 100kHz fournie par la sortie du diviseur de cadence, à 2W, soit un gain de 2000.

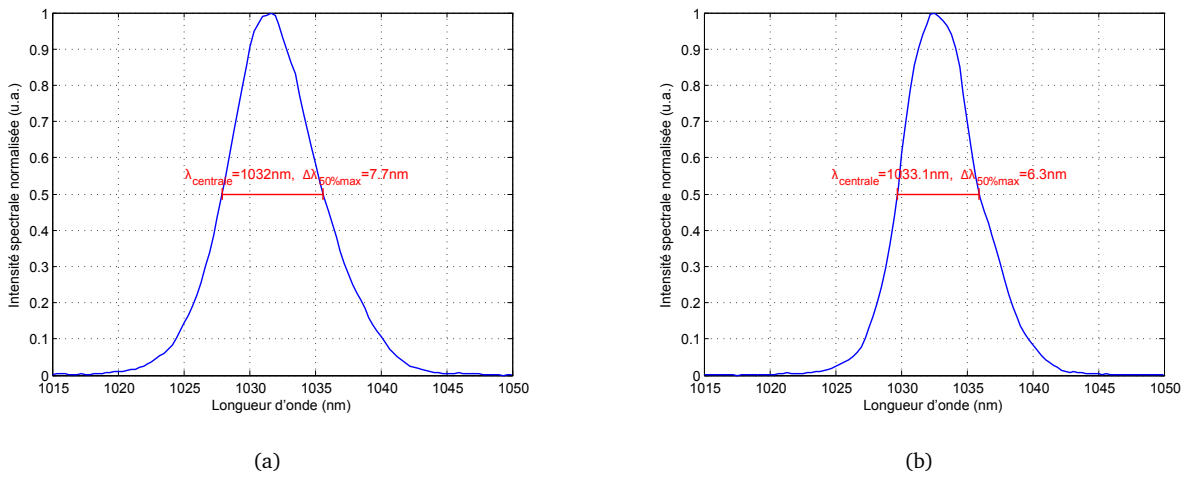


FIGURE 2.29 – Caractéristiques spectrales des deuxième et troisième préamplificateurs en routine. (a) Spectre à la sortie du deuxième préamplificateur pour une puissance de sortie de 1W à 77MHz. (b) Spectre à la sortie du troisième préamplificateur pour une puissance de sortie de 2.1W à 100kHz. Mesures réalisées avec un spectromètre Ocean Optics de résolution 0.5nm.

Les montages optiques de ces deux préamplificateurs sont rigoureusement les mêmes que celui du premier préamplificateur détaillé dans la figure 2.27. Nous utilisons les mêmes fibres souples 40/200 μ m à maintien de polarisation, ainsi que les mêmes diodes de pompage QPC à 976nm qui fournissent une puissance maximale de 25W. Cependant, les caractéristiques de la puissance amplifiée en fonction de la puissance de pompe ne sont pas nécessairement identiques. En effet, celles-ci dépendent de la quantité de signal injecté à l'entrée des différents amplificateurs, de la qualité des diodes de pompe, et de la qualité des fibres dont le vieillissement est accéléré par le photonoircissement.

Les figures 2.29(a) et 2.29(b) résument les caractéristiques spectrales du signal délivré en routine par les deuxième et troisième préamplificateurs pour lesquels nous mesurons respectivement des largeurs à mi-hauteur de 7.7 et 6.3nm centrées autour de 1033nm.

Simulation du rétrécissement spectral par le gain

Dans cette sous partie, nous présentons les résultats d'une simulation du rétrécissement spectral produit par le gain dans les trois préamplificateurs. A partir du spectre initial mesuré à l'entrée du premier préamplificateur (voir figure 2.7 ou 2.30(b)), des sections efficaces d'absorption et d'émission dans l'ion Ytterbium (voir figure 2.30(a) en haut), et en tenant compte de la mesure expérimentale du gain en énergie à chaque étage, il est possible d'estimer l'allure des spectres théoriquement obtenus après chaque étape de préamplification.

Soit $S_0(\lambda)$ et $S_L(\lambda)$ respectivement les spectres d'entrée et de sortie d'un préamplificateur fibrée de longueur L . Le gain spectral dans ce dernier est donné par :

$$g(\lambda) = \frac{S_L(\lambda)}{S_0(\lambda)} = e^{g_l(\lambda) \cdot L}, \quad (2.39)$$

où $g_l(\lambda)$ est le gain linéique qui dépend des sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion Ytterbium [43] :

$$g_l(\lambda) = n_{Total} (\sigma_{em}(\lambda)\beta - \sigma_{abs}(\lambda)(1 - \beta)), \quad (2.40)$$

avec β le rapport entre la densité volumique d'ions dans l'état excité (n_2) sur la densité volumique d'ions dans les états excité et fondamental ($n_{Total} = n_1 + n_2$) :

$$\beta = \frac{n_2}{n_{Total}} \quad (2.41)$$

Par ailleurs, le gain total en énergie d'une impulsion est donnée par :

$$G = \frac{\int S_L(\lambda) d\lambda}{\int S_0(\lambda) d\lambda}. \quad (2.42)$$

Les fibres 40/200 μ m que nous utilisons mesurent toutes 1.5m, et ont une densité volumique d'ions $n_{Total} = 2.5 \times 10^{25} m^{-3}$. Connaissant cette valeur, et les sections efficaces d'absorption et d'émission dans l'ion Ytterbium, nous avons écrit un algorithme pour rechercher les valeurs de β dans l'expression du gain linéique (2.40) qui vérifient la valeur mesurée du gain énergétique dans chaque préamplificateur ($G = G_{exp}$). Les valeurs expérimentales des gains en énergie, ainsi que des β calculés, sont les suivantes :

- préamplificateur n°1 : $G_{exp} = 350 \rightarrow \beta = 0.33$
- préamplificateur n°2 : $G_{exp} = 15 \rightarrow \beta = 0.18$
- préamplificateur n°3 : $G_{exp} = 2000 \rightarrow \beta = 0.38$.

A partir de ces valeurs et de l'expression (2.40), nous pouvons tracer le gain linéique $g_l(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde (voir figure 2.30(a) en bas). Puis en multipliant successivement le spectre d'entrée par le gain spectral $g(\lambda)$ obtenu dans chaque étage, nous retrouvons les spectres théoriques en sortie des différents préamplificateurs (voir figure 2.30(b)).

Nous avons mesuré sur ces spectres les largeurs à mi-hauteur et reporté celles-ci sur la figure 2.31 (ronds bleus). Nous y avons également ajouté les largeurs spectrales à mi-hauteur mesurées expérimentalement (carrés rouges). Nous constatons un écart assez important entre les valeurs expérimentales et les valeurs théoriques. Pour tenter de mieux comprendre cet écart, nous avons réalisé la même simulation, en doublant la valeur de la section efficace d'absorption $\sigma_{abs}(\lambda)$ afin de simuler un mauvais vieillissement de la fibre. Bien que les résultats obtenus se rapprochent un peu plus de la réalité, ce changement de paramètre ne suffit pas à expliquer cet écart. Cependant,

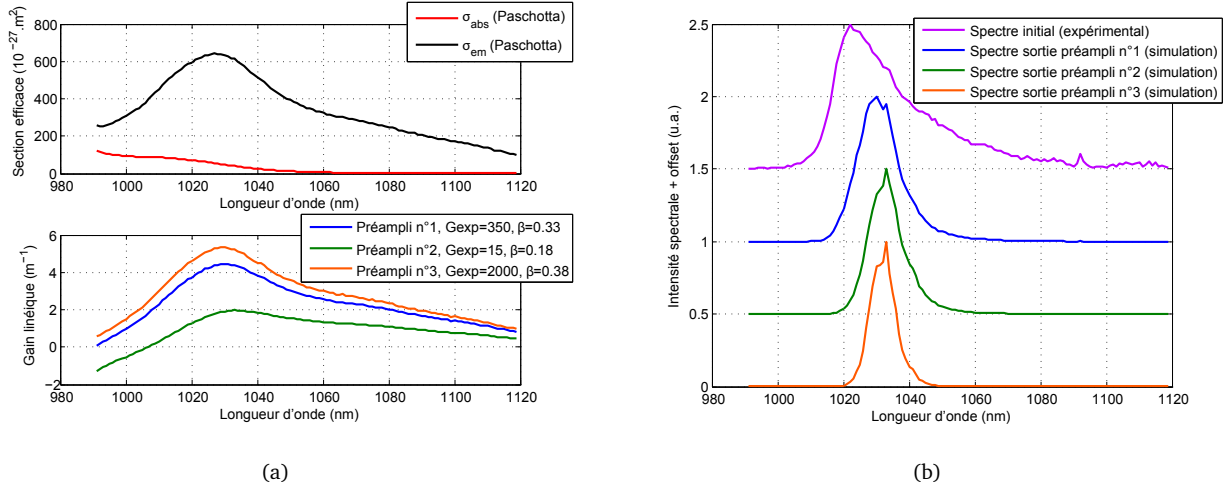


FIGURE 2.30 – Simulation du rétrécissement spectral par le gain dans les trois préamplificateurs. (a) En haut, sections efficaces d'absorption et d'émission dans l'ion Ytterbium [83]. (a) En bas, gains linéiques en fonction de la longueur d'onde calculés avec les valeurs de β retrouvés pour les trois préamplificateurs. (b) Spectre initial mesuré expérimentalement, et spectres simulés en sortie de chaque préamplificateur.

la précision de ces prédictions pourrait être surement améliorée en ne considérant plus un gain linéique identique tout au long de la fibre.

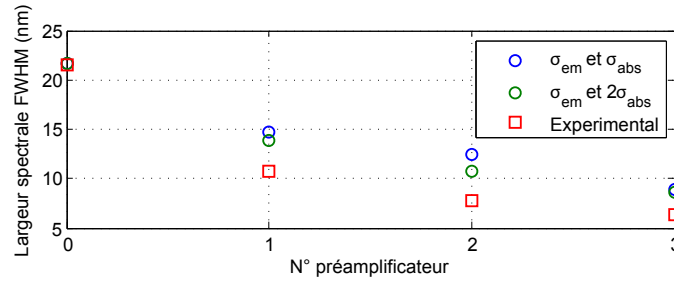


FIGURE 2.31 – Evolution de la largeur spectrale au cours des trois étapes de préamplification.

2.2.2.3 Division de cadence

En optique impulsionnelle, la division de cadence consiste à supprimer un nombre plus ou moins important de tirs dans un train d'impulsions afin de réduire son taux de répétition. L'intérêt de cette technique est de favoriser l'amplification d'impulsions vers des énergies plus importantes lorsqu'elles proviennent notamment d'oscillateurs laser dont le taux de répétition est forcément très élevé. La méthode choisie est basée sur l'effet Pockels. Cependant, précisons qu'il existe une autre alternative utilisant un modulateur acousto-optique (Acousto-Optic Modulator (AOM)), mais dans notre cas le temps entre deux impulsions successives étant de seulement 12ns à 77MHz, cette technique nécessiterait de focaliser le faisceau avec un diamètre très petit ($\approx 6\mu m$) pour obtenir un temps de réponse de 1ns. Or, compte tenu de la puissance disponible en sortie du deuxième préamplificateur (de 1W à 4W), et de la durée des impulsions (2.3ns), nous serions proche du seuil de dommage du cristal de l'AOM.

Le diviseur de cadence que nous utilisons est classé dans la famille des modulateurs électro-optiques (Electro-Optic Modulator (EOM)). Celui-ci utilise l'effet Pockels dans lequel un champ électrique intense est appliqué à un cristal non linéaire afin de modifier sa biréfringence. L'ensemble cristal non linéaire et électrodes constitue la cellule de Pockels. Celle-ci est alors équivalente à une lame d'onde dont la biréfringence varie linéairement avec la tension appliquée. En appliquant une valeur de tension bien choisie, il est possible d'obtenir un comportement équivalent à une lame quart d'onde. Pour obtenir un comportement équivalent à une lame demi-onde, nous pouvons soit augmenter encore la tension, soit comme nous avons choisi de le faire, conserver cette tension et réaliser un deuxième passage dans la cellule de Pockels.

Le principe de la division de cadence est assez simple. En supposant que l'on dispose d'un train d'impulsions à 77MHz polarisé horizontalement, et que celui-ci traverse deux fois la cellule de Pockels, chaque fois qu'une tension donnant lieu à un comportement équivalent à une lame quart d'onde sera appliquée au cristal, la polarisation du faisceau sera tournée verticalement. Par conséquent, si l'on place un cube polariseur en sortie de la cellule de Pockels, le faisceau ne sera plus transmis mais réfléchi par celui-ci. Ainsi, pour diviser la cadence du train d'impulsions de 77MHz à 100kHz, il faut lui appliquer des portes de tension à une cadence de 100kHz, synchronisées avec le train à 77MHz, et d'une durée plusieurs fois supérieure à la durée d'une seule impulsion.

La cellule de Pockels que nous utilisons contient un cristal de BBO. La haute tension est commandée par un driver de haute tension programmable (Bergmann), et un potentiomètre fait varier sa valeur entre 0 et 5kV pour trouver précisément le point de fonctionnement équivalent à une lame quart d'onde situé aux alentours de 4kV. Précisons qu'au moment de l'achat, la technologie disponible ne permettait d'atteindre une cadence plus élevée que 100kHz en double passage.

En pratique, le cube utilisé pour séparer les deux polarisations ne peut être parfait, il possède un coefficient d'extinction différent de 100%. Par conséquent, il subsiste après division de cadence, une portion parasite plus ou moins importante de signal à 77MHz qui est réfléchi par le cube, et s'ajoute au train d'impulsions à 100kHz. Nous utilisons un cube Polarizing Beam Splitter (PBS) fabriqué par l'entreprise CVI dont les coefficients de réflexion et de transmission sont :

- en polarisation p : $R_p = 0.05 \rightarrow T_p = 0.95$,
- en polarisation s : $R_s = 0.998 \rightarrow T_s = 0.002$.

Ce cube remplit une double fonction (voir figure 2.32(a)). Placé dans l'axe de la cellule de Pockels, il sert à la fois d'entrée et de sortie du diviseur de cadence. A l'entrée, il permet d'éteindre au mieux la part résiduelle de polarisation verticale (polarisation s) entrant dans la cellule de Pockels. A la sortie, il sépare les deux trains à 77MHz (majoritairement polarisé suivant p) et 100kHz (majoritairement polarisé suivant s).

Le contraste à la sortie du diviseur de cadence est défini comme étant le rapport entre l'énergie d'une impulsion du train à 100kHz sur celle d'une impulsion du train résiduelle à 77MHz. Dans ce cas, en supposant que le faisceau soit polarisé suivant p à l'entrée du diviseur de cadence, il est possible de démontrer que le contraste est égal au rapport entre les coefficients de réflexion du cube suivant s et p [7] :

$$C = \left(\frac{E_{100kHz}}{E_{77kHz}} \right) = \frac{R_s}{R_p}. \quad (2.43)$$

Ainsi, du fait que les coefficients de réflexion et de transmission ne soient pas parfaits, le contraste n'est pas infini, et le train à 77MHz n'est que partiellement éteint. En utilisant un seul cube polari-

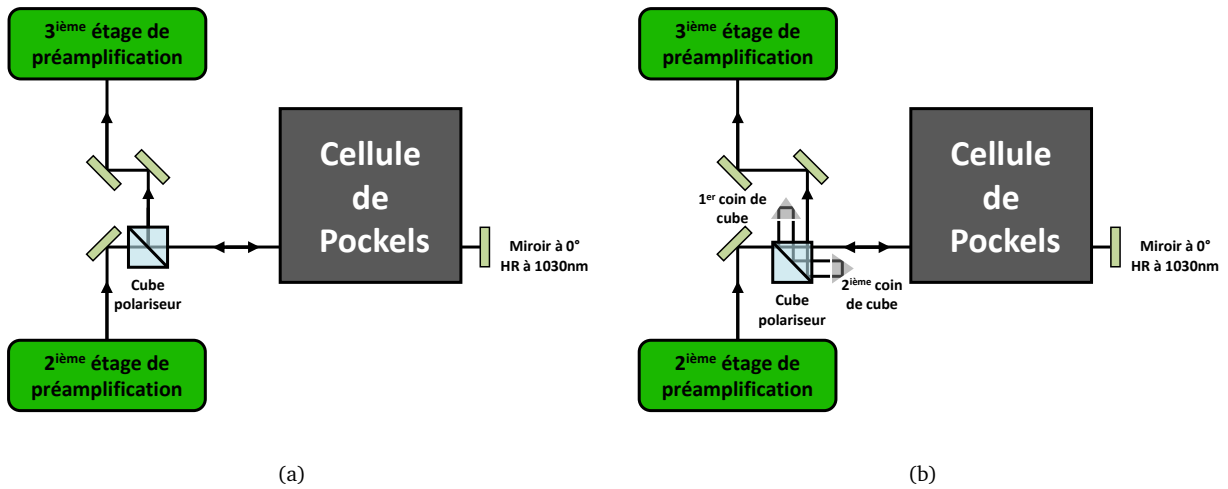


FIGURE 2.32 – Division de cadence par Cellule de Pockels. (a) Un seul passage dans le cube séparateur. (b) Trois passages dans le cube séparateur réalisés à l'aide de deux coins de cube.

seur, le contraste obtenu est seulement de 20 !

Cependant, il est possible d'augmenter simplement ce contraste en réalisant d'autres réflexions, soit sur des cubes polariseurs ajoutés à la sortie du diviseur de cadence, soit en utilisant des coins de cube pour renvoyer plusieurs fois le faisceau réfléchi dans le cube polariseur. Dans ce cas, il se démontre que le contraste dépend en puissance n du nombre de réflexions dans le cube [7] :

$$C = \left(\frac{R_s}{R_p} \right)^n. \quad (2.44)$$

Le contraste augmente donc très rapidement à chaque nouvelle réflexion dans le cube polariseur. Afin d'y voir plus clair, il est possible d'établir le lien entre le contraste, et la proportion de puissance utile à 100kHz dans le faisceau de sortie :

$$P_{100kHz}/P_{Totale} = \frac{1}{1 + \frac{770}{C}}. \quad (2.45)$$

La figure 2.33 montre en échelle semi-logarithmique, l'évolution du pourcentage de puissance utile à 100kHz dans le faisceau en fonction du contraste. En rouge, sont repérés les pourcentages de puissances utiles pour différents nombres de réflexions dans le cube. Avec un seul passage, la puissance utile est de seulement 2.5%. En revanche, pour trois passages consécutifs dans le cube, elle passe à 91.2%, ce qui correspond à un contraste raisonnable d'environ 8000, il reste alors 8.8% de puissance parasite dans le signal.

Expérimentalement, nous avons réalisé 3 réflexions dans notre cube polariseur en renvoyant le faisceau dans celui-ci à l'aide de deux coins de cubes représentés sur la figure 2.32(b). Nous avons mesuré en sortie de ce dispositif de division de cadence, un contraste égal à environ 7000, ce qui revient à dire que 90% de la puissance mesurée est à 100kHz et 10% à 77MHz. Ces valeurs sont tout à fait raisonnables pour ce type de laser.

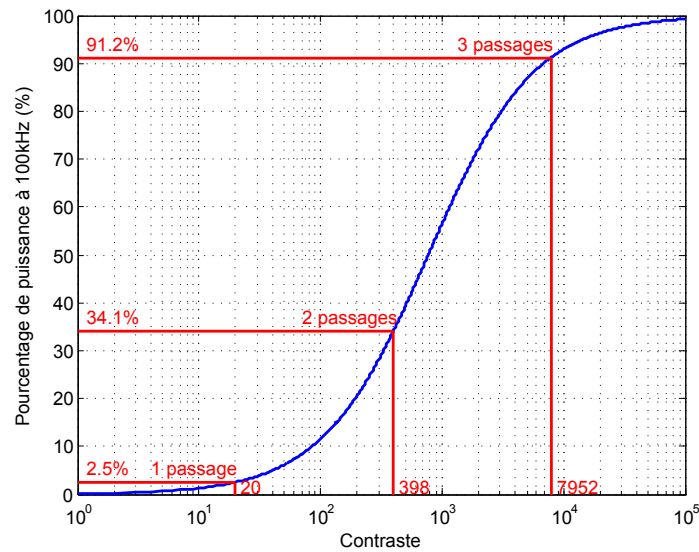


FIGURE 2.33 – Pourcentage de puissance utile à 100kHz dans le faisceau en fonction du contraste. La puissance totale comprend la puissance du train d’impulsions à 100kHz, et celle du train d’impulsions parasites à 77MHz partiellement réfléchi par le cube. En rouge, les valeurs calculées de contraste et de puissance utile obtenues pour 1, 2, et 3 réflexions dans notre cube PBS fournis par l’entreprise CVI dont les coefficients de réflexion en polarisation s et p sont : $R_s = 0.998$ et $R_p = 0.05$.

2.2.3 Amplification à forte puissance moyenne dans des fibres barreaux à très gros coeur

2.2.3.1 Dispositif d’amplification à très forte puissance moyenne

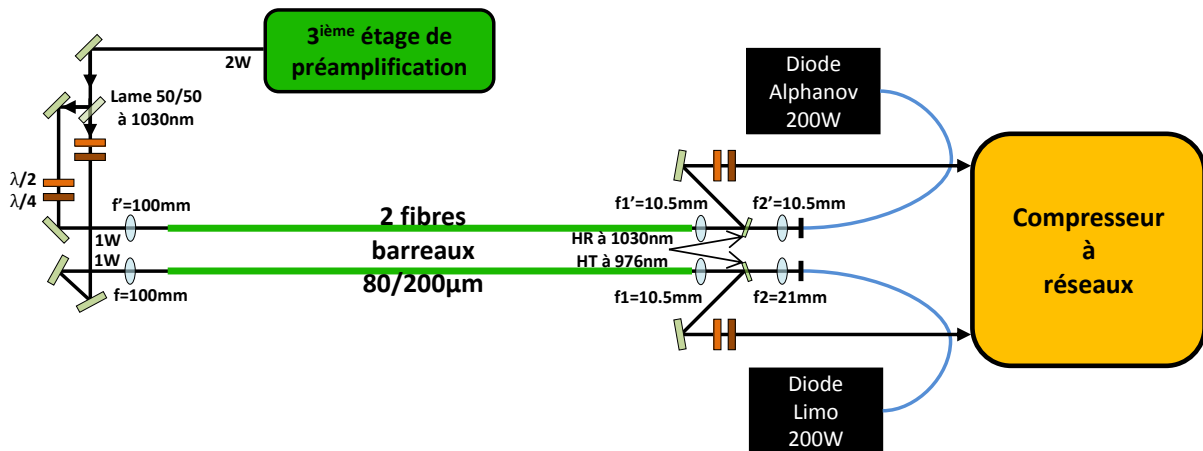


FIGURE 2.34 – Montage optique des deux amplificateurs à forte puissance moyenne construits en parallèles, et réalisés à partir de deux fibres barreaux 80/200 μ m dopées aux ions Ytterbium. 2W de puissance provenant du troisième préamplificateur sont séparés en deux faisceaux distincts dans une lame séparatrice 50/50. Chaque faisceau alimente un amplificateur en lui fournissant 1W de signal nécessaire à la saturation du gain. Le pompage des fibres s’effectue de façon contra-propagative à l’aide de deux diodes continues à 976nm. La puissance maximale de pompage disponible par amplificateur est de 200W.

Le principe du montage optique des deux amplificateurs à forte puissance moyenne est sensiblement le même que celui des trois préamplificateurs décrits dans la partie 2.2.2.1. Seul le milieu amplificateur change. Dans ce cas, il est constitué par une fibre barreau 80/200 μ m dopée aux ions Ytterbium d’une longueur comprise entre 91 et 121cm, et dont les principales caractéristiques sont

données dans les figures 2.24(a) et 2.24(b). Ces fibres rigides sont déposées et maintenues droites sur un rail usiné en forme de V.

Les deux amplificateurs sont montés en parallèles, et restent donc indépendants. En effet, chaque fibre est injectée par un signal de 1W de façon à saturer le gain. Le signal d'injection provient de la sortie du troisième préamplificateur, qui délivre 2W séparés en deux faisceaux d'égales puissances (1W) par une lame séparatrice 50/50 (voir figure 2.34). Chaque faisceau est injecté dans le coeur de la fibre à l'aide d'une lentille de focale 100mm. Le pompage des fibres est réalisé par deux diodes multimodes de très forte puissance moyenne. Au cours de cette thèse, nous avons testé trois différentes diodes de pompes dont les caractéristiques sont décrites dans la partie 2.2.3.2.

2.2.3.2 Les différentes diodes de pompage utilisées

Diode Limo 60W

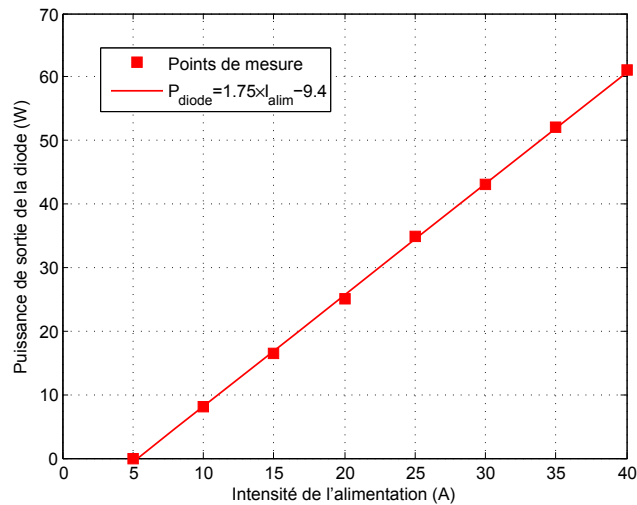


FIGURE 2.35 – Caractérisation de la diode Limo 60W. Puissance émise en fonction de l'intensité de l'alimentation. La température du chiller est fixé à 16°C. Le diamètre d'ouverture du cordon de la diode est de 400μm, et son ouverture numérique vaut 0.22.

La première diode testée est fournie par la société Limo, elle délivre une puissance maximale de 61W. Le contrôle fin de sa longueur d'onde centrale d'émission se fait en ajustant la température du chiller qui sert à refroidir la diode. Pour obtenir un spectre centré autour de 976nm à la puissance maximale d'émission (61W), il faut régler la température du chiller à 16°C. La figure 2.35 donne la courbe de caractérisation de la puissance émise par la diode en fonction de l'intensité de l'alimentation. Le seuil d'émission de la diode est situé autour de 5A, et la pente caractéristique d'évolution de la puissance est de 1.75W/A.

Diode Limo 200W

La diode la plus usitée au cours de cette thèse est également fournie par la société Limo, et peut délivrer une puissance maximale de 194W. Cependant, l'alimentation dont nous disposons la limite à 176W. Nous avons également caractérisé la puissance d'émission de la diode en fonction de l'intensité de l'alimentation (voir figure 2.36(a)). Les puissances délivrées pouvant être très élevées, la dérive en longueur d'onde liée à l'échauffement de la diode est très importante car celle-ci n'est

pas stabilisée. C'est pourquoi, lors de la caractérisation de cette diode, nous avons ajusté pour chaque mesure la température du chiller de manière à maintenir la longueur d'onde centrale autour du pic absorption des ions Ytterbium, c'est-à-dire proche de 976nm (voir figure 2.26(b)). Le seuil d'émission de la diode est situé autour de 5A et la pente caractéristique d'évolution de la puissance est de 5.4W/A. Cependant, nous observons un point de décrochage autour de 140W, au delà duquel la croissance n'est plus linéaire. La figure 2.36(b) présente le spectre d'émission de la diode à sa puissance maximale (176W) avec le chiller réglé à 8°C.

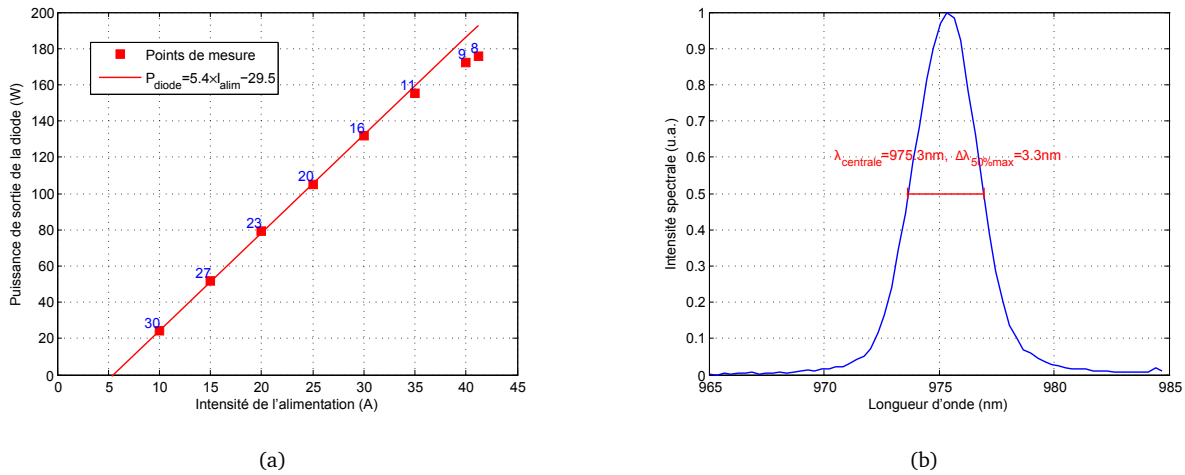


FIGURE 2.36 – Caractérisation de la diode Limo 200W. Le diamètre d'ouverture du cordon de la diode est de 400 μm , et son ouverture numérique vaut 0.22. (a) Puissance émise en fonction de l'intensité de l'alimentation. La température du chiller est ajustée afin d'obtenir une longueur d'onde d'émission centrée autour de 976nm. Les valeurs correspondantes de température sont écrites en bleu sur le graphe. (b) Spectre d'émission de la diode Limo 200W à sa puissance maximale (172W) avec le chiller réglé à 8°C. La mesure est réalisée avec un spectromètre Ocean Optics de résolution 0.5nm.

Diode Alphanov 200W

La diode de pompage la plus performante que nous avons utilisé délivre au plus 207W, et a été fournie par la société Alphanov. Il s'agit d'une combinaison de 7 diodes émettant chacune environ 25W de puissance pour un diamètre de sortie de 100 μm , et couplées dans un combineur de pompe 7 $\times$ 1 dont le diamètre de sortie mesure 200 μm . Chaque diode est stabilisée en longueur d'onde par un réseau de Bragg de type Fiber Bragg Grating (FBG). Malgré ce dispositif, il persiste une légère dérive de la longueur d'onde centrale d'émission en fonction de la puissance émise de 0.0032nm/W. Une courbe de caractérisation de cette diode est visible sur la figure 2.37(a). Celle-ci montre que le seuil d'émission de la diode se trouve proche de 0.43A et que la pente caractéristique d'évolution de la puissance vaut 19.8W/A. Là aussi, il existe un point de décrochage autour de 130W, au delà duquel la croissance n'est plus linéaire. La figure 2.36(b) montre le spectre d'émission de la diode à sa puissance maximale (207W) avec le chiller réglé à 18°C. Remarquons que la largeur à mi-hauteur de ce spectre vaut 0.2nm, ce qui est bien inférieure à celle du spectre de la diode Limo 200W qui vaut 3.3nm.

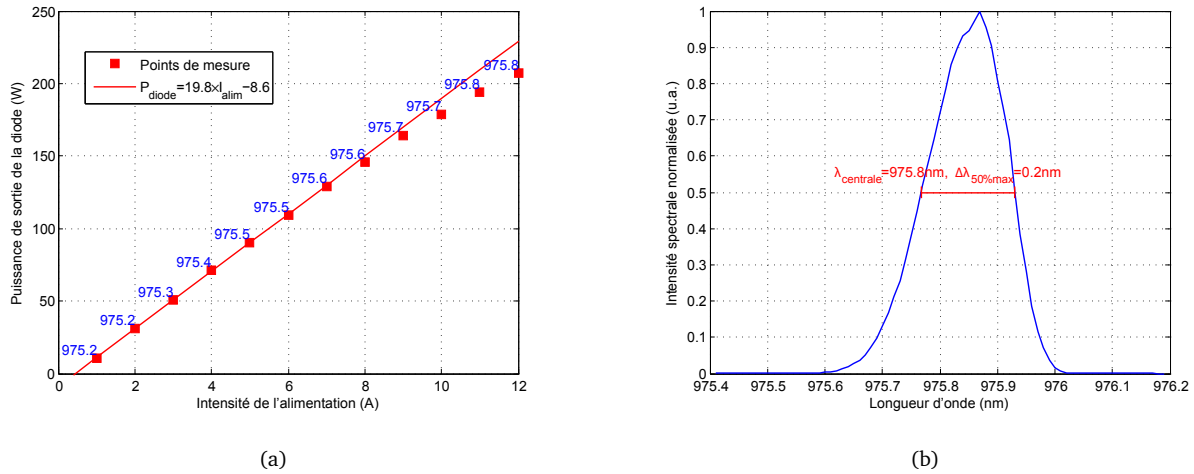


FIGURE 2.37 – Caractérisation de la diode Alphanov 200W. Le diamètre d’ouverture du cordon de la diode est de $200\mu\text{m}$, et son ouverture numérique vaut 0.22. (a) Puissance émise en fonction de l’intensité de l’alimentation. La température du chiller est fixée à 18° . (b) Spectre d’émission à puissance maximale (207W). Les mesures spectrales sont réalisées avec un spectromètre Yokogawa de résolution 0.01nm .

2.2.3.3 Influence de la préparation des fibres

Ici, nous présentons les différentes techniques employées au cours de la thèse pour préparer les fibres barreaux $80/200\mu\text{m}$. Ces techniques sont cruciales et impactent fortement les résultats.

Clive

La première et la plus basique des méthodes utilisées pour préparer les faces des fibres barreaux $80/200\mu\text{m}$, est le clivage des extrémités des fibres. Réalisé à l’aide d’un simple couteau à cliver, cette technique donne des résultats très aléatoires et majoritairement décevants en terme de qualité de surface.

En effet, lorsque nous avons utilisé ce procédé de préparation, nous avons dû plafonner la puissance amplifiée par une fibre barreau à seulement 15W, soit $150\mu\text{J}$ à 100kHz. Au delà de cette limite, la face de la fibre côté pompe a une probabilité élevée d’éclater rapidement, ce qui laisse peu de temps à l’utilisateur pour exploiter le faisceau amplifié. Comme le montre la figure 2.38, l’éclatement se produit au niveau du centre du coeur de la fibre, là où l’intensité est la plus élevée.

Pour tenter de mieux cerner l’origine de ces endommagements, nous avons testé de pomper très fortement une fibre barreau $80/200\mu\text{m}$ sans y injecter le signal à amplifier. Dans ce cas, nous avons constaté qu’avec un pompage continu très important (proche de 200W), il ne se produit aucun éclatement des faces de la fibre même pour des temps très longs (au delà d’une dizaine d’heures). Or, en considérant que les 200W de pompe sont injectés dans la gaine interne de la fibre qui mesure $200\mu\text{m}$ de diamètre, nous calculons une intensité moyenne sur la face d’entrée de la fibre côté pompe de $1270\text{kW}/\text{cm}^2$. En comparaison, l’intensité moyenne produite sur cette même face par la sortie des 15W du faisceau amplifié à 1030nm est seulement de $780\text{kW}/\text{cm}^2$. Ceci tend à éliminer l’hypothèse selon laquelle ces impacts sur les faces des fibres sont dûs à des contraintes mécaniques résultant d’un gradient thermique important, produit par une forte intensité moyenne à l’extrémité de la fibre.

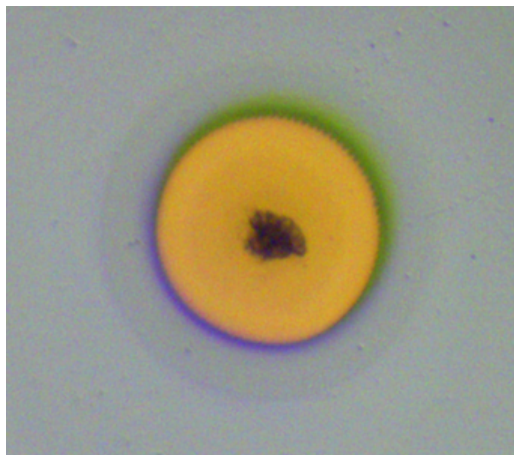


FIGURE 2.38 – Face endommagée d'une fibre barreau.

Par ailleurs, selon son alignement, l'oscillateur Ti :Sa utilisé pour alimenter l'ensemble de la pompe CPA fibrée présente des régimes de fonctionnement parfois très instables certains jours. En effet, une très faible vibration provoquée par exemple par la chute d'un petit objet sur la table optique peut causer l'arrêt du régime « mode-lock » de l'oscillateur, voire son passage dans un régime « Q-switch ». Dans ce cas, si l'ensemble de la chaîne est en route, et notamment l'amplificateur à forte puissance, il arrive quasi-systématiquement que la face de la fibre barreau côté pompe éclate.

Ce phénomène montre a priori que les endommagements sont plutôt liés à des effets d'intensité crête. En effet, celle-ci est très importante sur la face de sortie du côté pompe des fibres barreaux, tout particulièrement lorsque l'oscillateur fonctionne dans un régime « Q-switch ». Dans ces conditions, l'amplitude du train d'impulsions en sortie de l'oscillateur est modulé de façon très instable, et une impulsion peut alors facilement se retrouver isolée temporellement dans le train à 100kHz. Dans cette situation, la fibre barreau de l'amplificateur à forte puissance ne reçoit alors plus de signal pendant un temps suffisamment long pour que le milieu laser atteigne un taux d'inversion maximal. Par la suite, au passage de l'impulsion isolée, elle seule emporte toute l'énergie stockée dans la fibre, sans la partager avec les autres impulsions du train qui sont temporairement inexistantes à cause de la modulation. L'intensité crête produite par cette impulsion à la sortie de la fibre est alors bien plus grande que lorsque l'ensemble du train d'impulsions se partage l'énergie stockée dans le milieu laser. Par conséquent, le risque d'endommagement de la face de sortie de la fibre devient critique.

Cependant, l'intensité crête n'est pas la seule raison expliquant ces éclatements. La qualité de surface plus ou moins bonne obtenue avec cette technique de préparation des fibres joue également un rôle important. En effet, le seuil de dommage est déterminé par les nucléus et les précurseurs : plus la qualité de surface sera mauvaise plus le seuil de dommage sera bas. C'est pourquoi, nous avons essayé d'autres méthodes de préparation pour repousser les seuils d'endommagements et améliorer les performances de nos amplificateurs à forte puissance.

Clive+fusion+polissage à grain

La deuxième méthode que nous avons employée pour préparer les fibres barreaux consiste à fusionner puis à polir les extrémités des fibres. La technique de fusion a été développée dans une collaboration avec Alphanov qui possède une fusionneuse à arc électrique appelée « 3ASE » illustrée

sur la figure 2.39. Cet instrument permet de fondre la Silice grâce à l'arc plasma, sur une longueur inférieure à $500\mu\text{m}$ de part et d'autre de la fibre. L'intérêt est avant tout de reboucher les deux extrémités de sorte que ni la poussière, ni l'eau de l'air ambiant ne pénètrent à l'intérieur des microstructures. La conséquence de cette opération est que la fibre n'est plus guidante sur une longueur correspondant à la zone fusionnée comme l'illustre la figure 2.40.

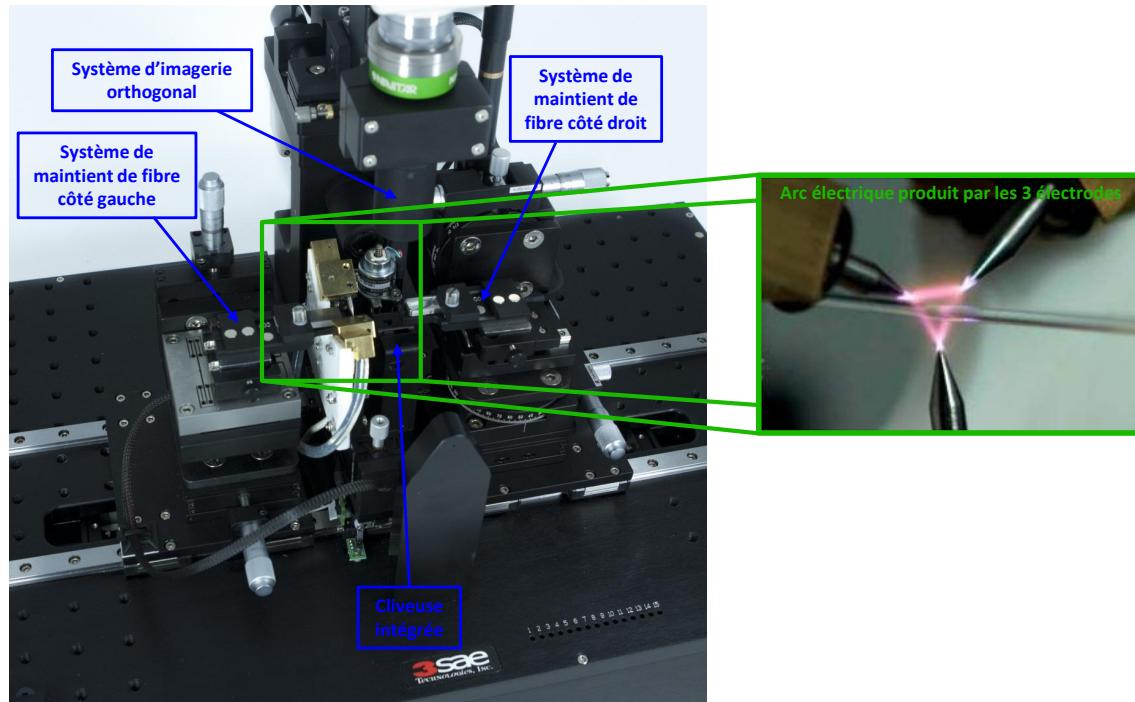


FIGURE 2.39 – Photo de la 3SAE. Cet instrument utilise trois électrodes pour générer un arc électrique capable de fusionner une fibre de verre dont le diamètre peut varier de $80\mu\text{m}$ à 2mm . Chaque élément étiqueté sur la photo est rendu mobile suivant les trois axes X,Y, et Z grâce à des platines de translations et des moteurs piézoélectriques. Le contrôle de l'ensemble des paramètres est assuré via une interface informatique.

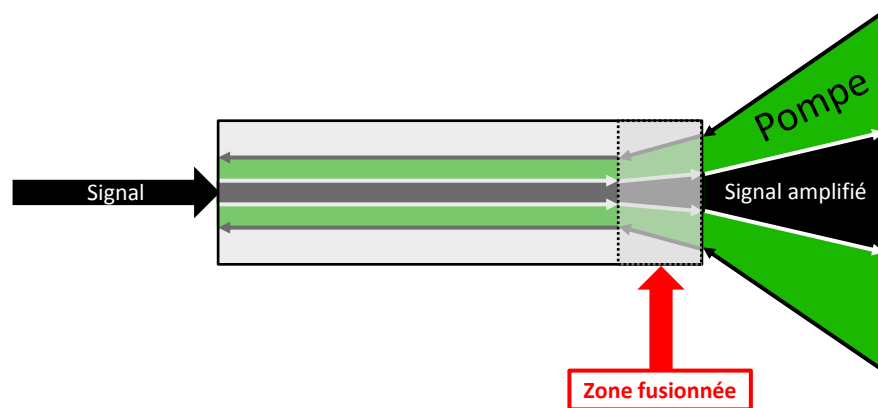


FIGURE 2.40 – Schéma illustrant une fibre fusionnée et polie du côté pompe. Au delà de la zone non fusionnée le signal n'est plus guidé et son diamètre augmente. Cependant, compte tenu de l'ouverture numérique du coeur de la fibre $O.N.=0.02$, de l'indice de la Silice $n = 1.49$, et de la longueur de la zone de fusion qui est d'environ $500\mu\text{m}$, le diamètre du faisceau à $1/e^2$ sur la face de sortie de la fibre est de $76.7\mu\text{m}$, alors que celui-ci mesure $70\mu\text{m}$ lorsqu'il est guidé jusqu'au bout la fibre. En conséquence, l'intensité crête sur le signal amplifié n'est diminué par la fusion que de 17% à la sortie de la fibre.

Par ailleurs, nous avons constaté au cours de la thèse que les fibres barreaux sont de bon hy-

dromètres. Par capillarité, l'eau de l'air ambiant, s'infiltre et remonte dans les microstructures allant jusqu'à les saturer. Afin d'éviter l'éclatement des bulles lors de la fusion, il est nécessaire de chasser l'eau. Pour cela, il est possible d'utiliser la 3SAE, sur laquelle le niveau d'intensité de l'arc électrique est abaissé de façon à seulement évaporer l'eau contenue dans la fibre. Puis, en translatant cette dernière sur sa longueur tout en maintenant l'arc électrique, l'eau est chassée des microstructures, et il est alors possible de fusionner la fibre pour en reboucher ses extrémités.

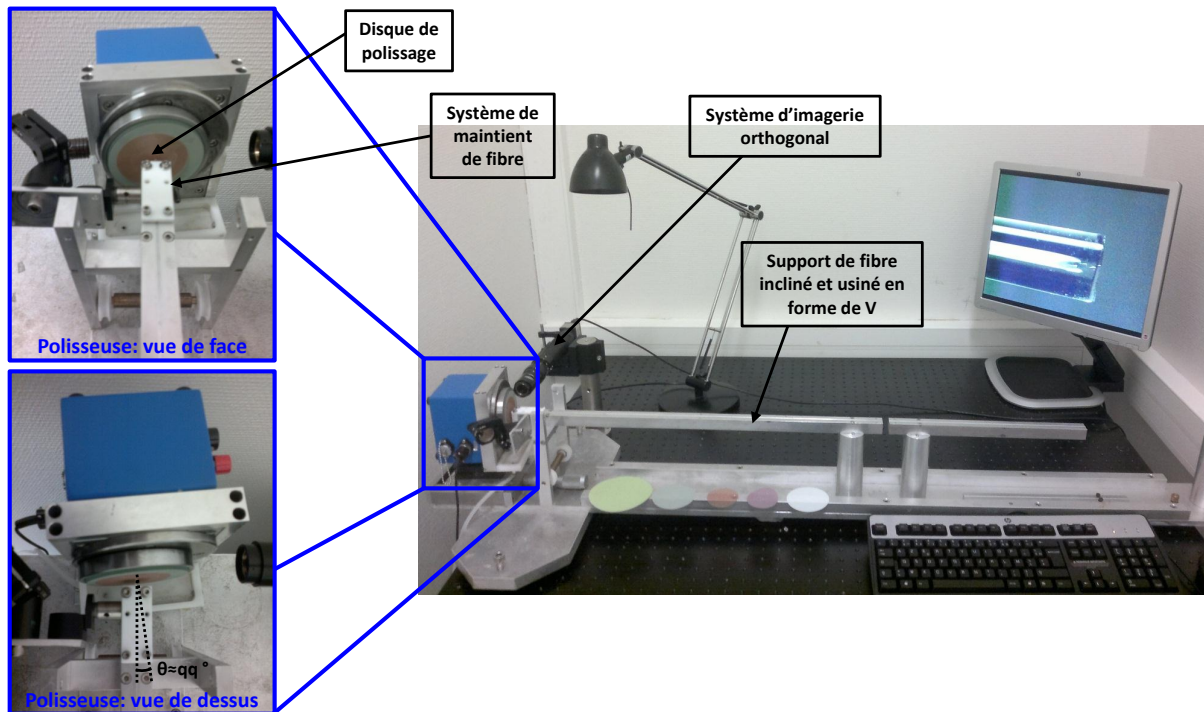


FIGURE 2.41 – Banc de polissage pour les fibres barreaux. La fibre est maintenue en position sur un rail usiné en V. Son extrémité dépasse légèrement de telle sorte qu'elle puisse être en contact avec le disque en rotation de la polisseuse. Le contrôle de la force d'appui de la polisseuse sur la face de la fibre se fait en ajustant l'inclinaison du banc. Par ailleurs, en changeant l'axe de la polisseuse par rapport à l'axe de la fibre barreau, nous pouvons réaliser un polissage en angle.

La deuxième étape de ce procédé de préparation est le polissage des extrémités des fibres. Il permet de garantir une qualité de surface optimale afin d'éviter tout phénomène de diffraction sur les faces d'entrée et de sortie des fibres. Pour cela, nous avons développé au laboratoire un banc de polissage décrit sur la figure 2.41. Ce banc de polissage comprend un support de fibre barreau usiné en forme de V ainsi qu'un système de maintien en position. L'extrémité de la fibre à polir dépasse légèrement du support afin de la mettre en contact avec la polisseuse sur laquelle nous plaçons différents disques de polissages en rotation.

Ces disques sont recouverts d'une surface granuleuse, et chacun d'eux possède un diamètre de grain différent qui varie de 30 à $0.5\mu\text{m}$. En partant du plus gros grain vers le plus fin, nous avons déterminé le temps idéal pour chacun des grains afin d'obtenir en dernière instance une qualité optimale de surface. La recette est résumée dans la figure 2.42. Notons qu'il est possible de désaxer légèrement la polisseuse afin de réaliser un polissage en angle (voir figure 2.41). Précisons également que la polisseuse est montée sur un rail en translation sur lequel elle peut se déplacer librement. De cette façon, en inclinant l'ensemble du banc de polissage, la polisseuse vient se mettre en contact avec l'extrémité de la fibre, avec une force qui dépend du poids de la polisseuse et de l'angle

d'inclinaison du banc. En ajustant cet angle nous pouvons ainsi contrôler finement la force d'appui de la polisseuse sur la fibre.

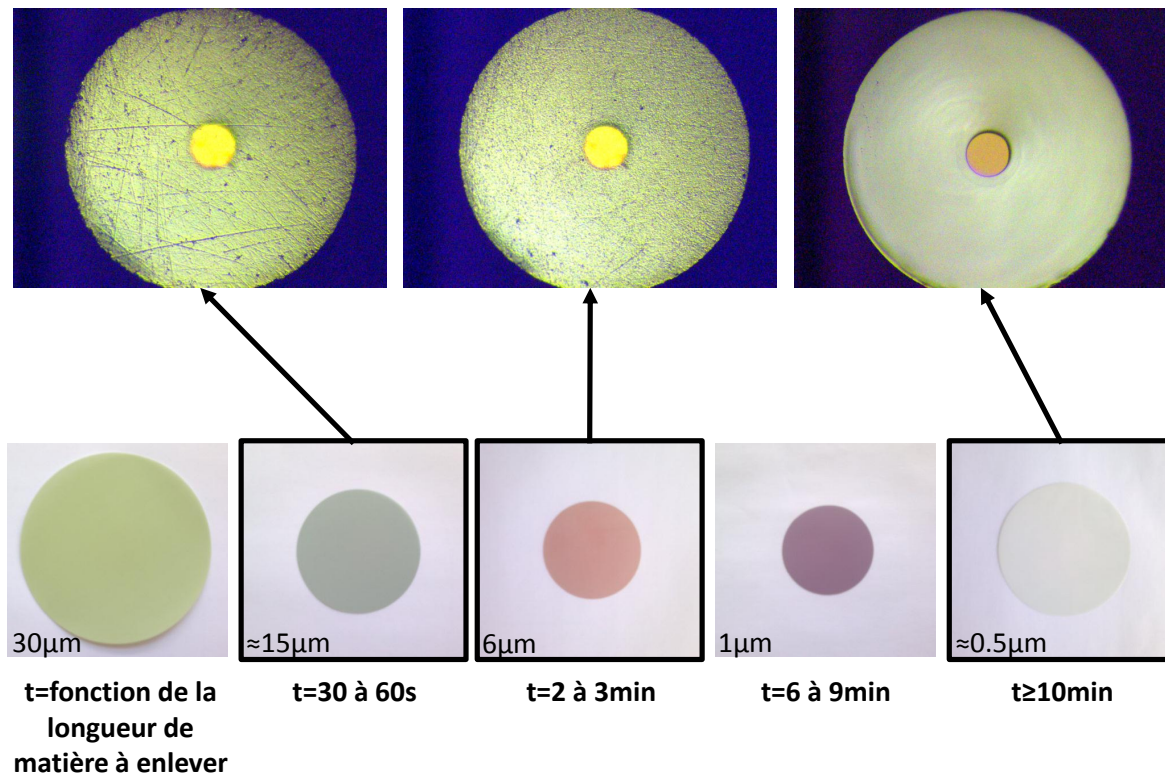


FIGURE 2.42 – Procédure optimale de polissage. En bas, sont présentés dans l'ordre les photos des différents disques de polissage à utiliser successivement. En dessous de chaque image est écrit le diamètre du grain correspondant et la durée approximative pendant laquelle chacun d'eux doit être utilisé pour obtenir le meilleur état de surface en dernière instance. En haut, sont visibles les photos des faces des fibres après certaines des étapes du polissage. La dernière photo à droite correspond à la finition.

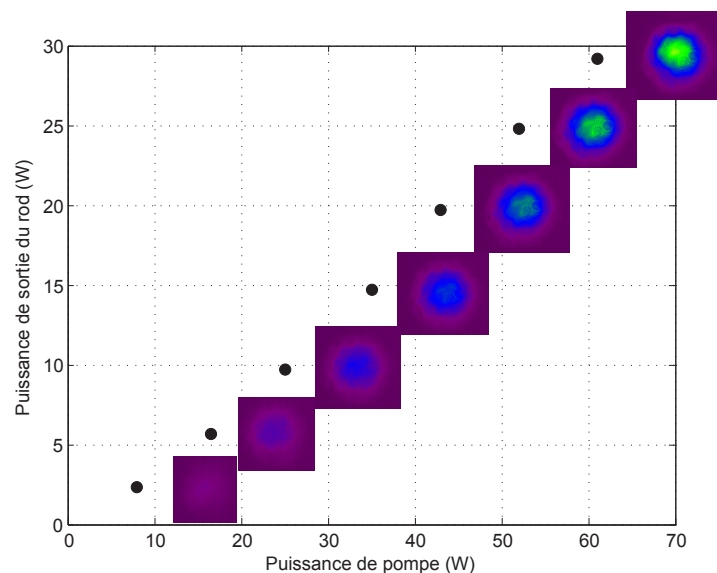


FIGURE 2.43 – Amplificateur à forte puissance. Caractéristiques du faisceau amplifié dans une fibre barreau 80/200 μm fusionnée et polie aux deux extrémités. La courbe montre la puissance amplifiée à 1030nm en fonction de la puissance de pompe à 976nm. A chaque mesure correspond un profil spatial de faisceau amplifié pris à environ 50cm de la sortie de la fibre.

Les résultats typiquement obtenus avec ce type de préparation sont résumés dans la figure 2.43. Dans cette expérience, une fibre barreau est donc fusionnée et polie, puis mise en place sur un des deux amplificateurs à forte puissance. Pour le pompage, nous avons utilisé la diode Limo 60W décrite dans la partie 2.2.3.2. Après alignement de l'ensemble du dispositif, nous avons fait varier la puissance de pompe de la diode de 0 à 61W afin de caractériser la courbe d'amplification de la fibre barreau. La puissance maximale de signal amplifié est de 29W pour 61W de pompe, ce qui représente une efficacité de 48%. A chaque mesure, nous avons pris une image du profil du faisceau amplifié à environ 50cm de la sortie de la fibre à l'aide d'une caméra Charge-Coupled Device (CCD). Nous pouvons constater sur ces images la bonne qualité spatiale du faisceau (voir figure 2.43).

Malgré ces résultats encourageants liées à l'amélioration de la qualité de surface de la sortie des fibres barreaux, nous nous sommes limité à un pompage maximum de 61W. En effet, bien que moins régulières par rapport à la méthode de simple clivage, les casses des faces des fibres barreaux du côté de la pompe restent relativement fréquentes surtout à pleine puissance (environ une casse par semaine en moyenne).

Clive+fusion+polissage à grain+pose embout de silice

La dernière méthode employée au cours de cette thèse pour préparer les fibres barreaux est la pose d'un embout de Silice à l'extrémité de la fibre du côté pompe. Toujours en collaboration avec la société Alphanov qui possède un laser CO₂, nous avons utilisé cet instrument pour souder des embouts de Silice cylindriques d'environ 5mm de long et de 4mm de diamètre. Ceux-ci possèdent sur l'une des deux faces un revêtement anti-réflexion qui élève le seuil de lasage de la fibre. Cette opération nécessite une excellente qualité de surface à l'extrémité de la fibre où l'on souhaite faire la soudure. Pour cela, la surface en question est donc préalablement fusionnée et polie avec la méthode décrite dans la partie précédente.

Le principe de la soudure est assez simple : il s'agit d'utiliser le laser CO₂ pour fondre la face plane du cylindre de Silice qui ne possède pas de revêtement anti-réflexion. La fibre barreau est maintenue verticalement au dessus de l'embout, puis son extrémité est ensuite délicatement déposée sur la face fondue. Après refroidissement, les deux éléments se trouvent soudés l'un à l'autre comme nous pouvons le voir sur la photo en médaillon de la figure 2.44.

L'embout de Silice offre le grand intérêt d'élever le seuil de dommage en diminuant l'intensité crête très importante induite par le faisceau amplifié à la sortie de la fibre. En effet, comme le montre la figure 2.44, lorsque le signal amplifié dépasse la zone de fusion de la fibre, celui-ci n'est plus guidé, et par conséquent son diamètre augmente en se propageant. Nous avons vu que sans l'embout de Silice, le diamètre du faisceau n'a pas le temps d'augmenter de manière significative en arrivant sur la face de sortie de la fibre puisque la longueur de la fusion est assez faible (environ 500 μ m). Par contre, en ajoutant les 5mm de l'embout de Silice, le faisceau a bien plus le temps de diverger avant d'atteindre la face de sortie. En effet, en tenant compte de l'ouverture numérique du coeur de la fibre $ON=0.02$, de l'indice de la Silice $n = 1.49$ et de la longueur de la fusion plus celle de l'embout de Silice $L=5.5$ mm, nous calculons une augmentation du diamètre du faisceau à $1/e^2$ sur la face de sortie d'un facteur 2, ce qui correspond à une diminution de l'intensité crête d'un facteur 4.

Cependant, il est important de noter qu'à l'interface entre l'extrémité de la fibre et l'embout de

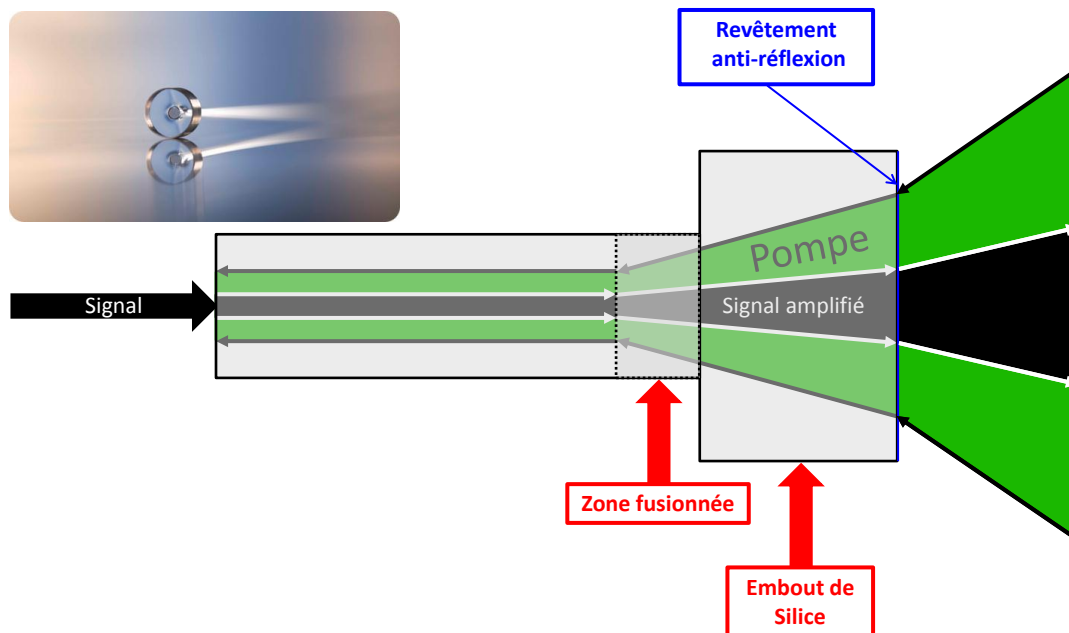


FIGURE 2.44 – Schéma illustrant une fibre sur laquelle est soudé un embout de Silice du côté pompe. Au delà de la zone non fusionnée le signal n'est plus guidé et son diamètre augmente. Compte tenu de l'ouverture numérique du coeur de la fibre $O.N.=0.02$, de l'indice de la Silice $n = 1.49$, et de la longueur de la zone de fusion, plus celle de l'embout de Silice $L = 5 + 0.5mm$, le diamètre à $1/e^2$ du faisceau sur la face de sortie de l'embout de Silice vaut $140\mu m$ alors que celui-ci mesure $70\mu m$ lorsque'il est guidé jusqu'au bout la fibre. En conséquence, l'intensité crête sur le signal amplifié est diminué d'un facteur 4 en sortant de la fibre munie d'un embout de Silice à son extrémité.

Silice, l'intensité crête reste toujours aussi importante que dans le cas sans embout décrit précédemment. C'est pourquoi, l'étape de polissage de la fibre s'avère cruciale afin garantir une interface parfaite, sans quoi la moindre impureté peut induire le décollement de l'embout de Silice.

Nous avons par la suite testé cette méthode de préparation dans un des amplificateurs à très forte puissance. Afin de pousser les fibres aux maximum de leurs limites, nous avons utilisé la diode Alphanov 200W. Les résultats obtenus sont illustrés sur la figure 2.45. Le graphe montre l'évolution de la puissance amplifiée en sortie de la fibre barreau en fonction de la puissance de pompe à 976nm, et ce pour deux fibres différentes préparées avec des embouts de Silice. Dans les deux cas, la puissance amplifiée évolue de manière linéaire avec la puissance de pompe. Par conséquent, l'efficacité est constante et vaut 53.8% pour la fibre RTBF5, et 54.6% pour la fibre RTBF7. Nous avons pu constater, lors de ces expériences, qu'il semble exister un point de rupture systématique de l'embout de Silice proche de 90W, ce qui correspond à une énergie 0.9mJ à 100kHz, soit à une intensité crête sur la face de sortie de l'embout de Silice de $7.8GW/cm^2$ pour des impulsions d'environ 1.5ns avec un diamètre à un $1/e^2$ de $140\mu m$. Cependant, le nombre de tests est insuffisant pour conclure de façon sérieuse à l'existence d'une limite précise en terme d'intensité crête, d'autant plus que ces expériences ont été réalisées à une période où le développement de la technique de « soudage » des embouts de Silice n'était pas encore pleinement au point.

Par ailleurs, nous avons constaté qu'au delà de 70W, des effets de battements de modes commencent à apparaître, et dégradent considérablement le profil spatial du faisceau. Ces effets ont déjà été observés expérimentalement sur des amplificateurs à très forte puissance moyenne [87]. Jens Limpert et son équipe proposent dans ces références [88, 89, 90] l'explication théorique suivante à ce phénomène : l'interférence entre plusieurs modes dans une fibre à large coeur génère un

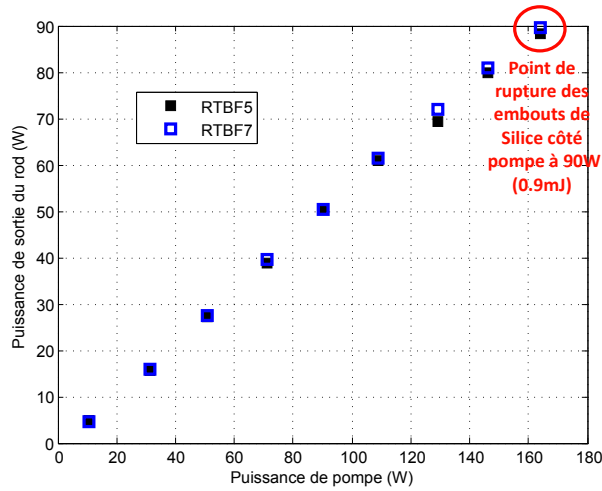


FIGURE 2.45 – Caractéristiques du faisceau amplifié dans une fibre barreau 80/200 μ m sur laquelle un embout de Silice est soudé à l'aide d'un laser CO₂. Les courbes montrent la puissance amplifiée à 1030nm en fonction de la puissance de pompe à 976nm pour deux fibres différentes appelées RTBF5 et RTBF7.

profil de température oscillant le long de la fibre. Celui-ci crée à son tour un réseau d'indice périodique par effet thermo-optique qui serait à l'origine des instabilités de modes. Dans cette référence [87], un seuil d'apparition des instabilités de modes est mis en évidence à partir d'une certaine valeur de pompage. Pour élever ce seuil, il est nécessaire de supprimer les modes d'ordres élevés qui apparaissent à forte puissance moyenne. Cela implique d'utiliser des fibres « plus monomodes » c'est-à-dire avec un paramètre V plus faible. Il existe ainsi deux solutions possibles. La première consiste à utiliser des fibres à plus petit coeur, au détriment des effets non linéaires qui seront par conséquent plus importants. La seconde vise à employer des fibres LPF nouvelle génération conçues avec de très larges micro-structures [91].

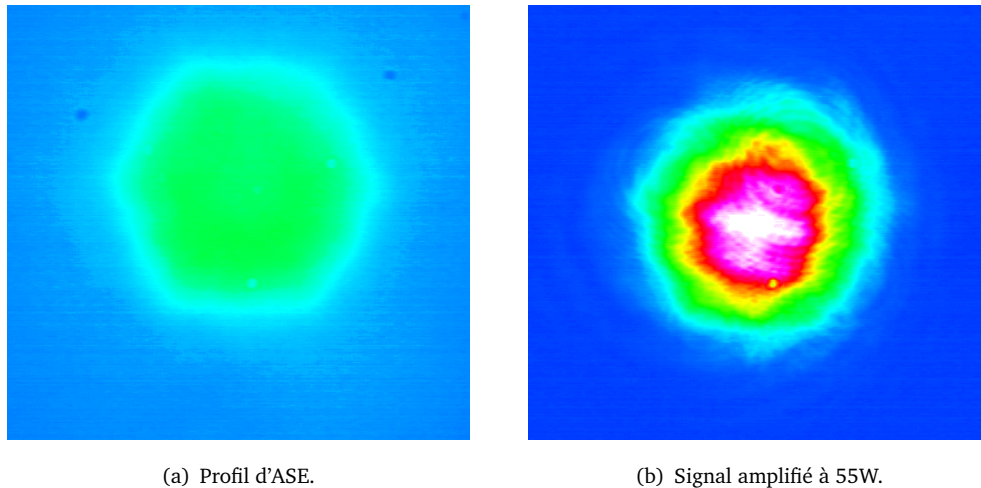


FIGURE 2.46 – Profil d'intensité typique mesuré en sortie d'un amplificateur à forte puissance.

Cependant, nous avons réussi à établir un régime d'amplification robuste dans lequel il n'y pas de battements de mode. Ce régime est garanti pour une puissance amplifiée dans la fibre barreau n'excédant pas 60W, soit une énergie de 0.6mJ à 100kHz. De plus, à cette puissance le taux de casse

des faces des fibres ou de décollement des embouts de Silice est très faible : en moyenne moins de 2 fois par mois, sauf en cas de passage de l'oscillateur dans un régime instable ou « Q-Switch » . La figure 2.46(a) montre le profil d'ASE en sortie d'une fibre barreau, et la figure 2.46(b) présente le profil amplifié à une puissance de 55W. Nous pouvons constater dessus l'excellente qualité spatiale du faisceau.

Dernières avancées dans la préparation des fibres barreaux

Un enjeu majeur aujourd'hui pour progresser dans la préparation des fibres barreaux est l'amélioration de la qualité de l'interface entre l'extrémité de la fibre et l'embout de Silice soudé. Pour cela, une des dernières techniques développées par Alphanov est l'utilisation de l'arc électrique de la 3SAE, pour réaliser une finition de polissage quasi-parfaite. Ce processus également appelé « fire polish » a permis d'atteindre des puissances amplifiées de 60 à 70W dans une régime stable, et ce sans l'utilisation des embouts de Silice cylindrique. D'autre part, l'emploi d'embouts de Silice coniques plutôt que cylindriques permettrait probablement de réaliser une soudure à la 3SAE, et non avec un laser CO₂. Nous obtiendrions ainsi un soudage plus homogène, et certainement plus robuste.

2.2.3.4 Influence de la diode de pompage

Tout au long de cette thèse, nous avons à disposition une dizaines de fibres barreaux. Rappelons qu'il s'agit des fibres barreaux développées au laboratoire CELIA pendant la thèse de Yohan Zaouter [59], fruit d'une collaboration avec la société Crystal Fiber, et l'université de Iéna. Comme nous l'avons précisé dans la partie 2.2.1.4, ces fibres très anciennes ne possèdent pas la technologie de maintien de polarisation. Rappelons également que le tableau 2.25 de la partie 2.2.1.4 donne les longueurs de ces différentes fibres barreaux en fonction de leur dénomination.

Au cours de la thèse, nous avons « jonglé » entre ces différentes fibres. En effet, chaque fois que l'une d'elles subissait un dommage sur sa face de sortie, elle était aussitôt remplacée par une autre, de manière à assurer un fonctionnement quasi-permanent de la chaîne. La figure 2.47 rassemble différentes courbes de caractérisation de la puissance amplifiée dans ces fibres en fonction de la puissance de pompage à 976nm, et de la diode utilisée. Notons que lors de ces expériences, toutes les fibres ont été préparées avec des embouts de Silice.

La première remarque que nous pouvons faire sur cette figure porte sur l'évolution des puissances amplifiées en fonction de la diode de pompage utilisée. Nous constatons qu'avec la diode Alphanov 200W, l'évolution est linéaire alors qu'avec la diode LIMO 200W elle ne l'est pas. L'explication est simple : il se trouve que lors des expériences avec la diode LIMO 200W, la température du chiller a été réglée à 8°C pour centrer la longueur d'onde d'émission de la diode à 976nm afin d'avoir le maximum d'efficacité à la puissance maximale de pompage, c'est-à-dire 176W (voir figure 2.36(a) et 2.36(b)). Pour les autres mesures à puissances de pompe plus basses, le chiller est resté à 8°C, ce qui implique que la longueur d'onde centrale de la diode n'était plus à 976nm, réduisant ainsi l'absorption de la diode, et donc efficacité de l'amplificateur pour des pompages plus faibles. A l'inverse, l'évolution de la puissance amplifiée est linéaire avec la diode Alphanov 200W car celle-ci est stabilisée en longueur d'onde par un réseau de Bragg, ce qui signifie que sa longueur d'onde cen-

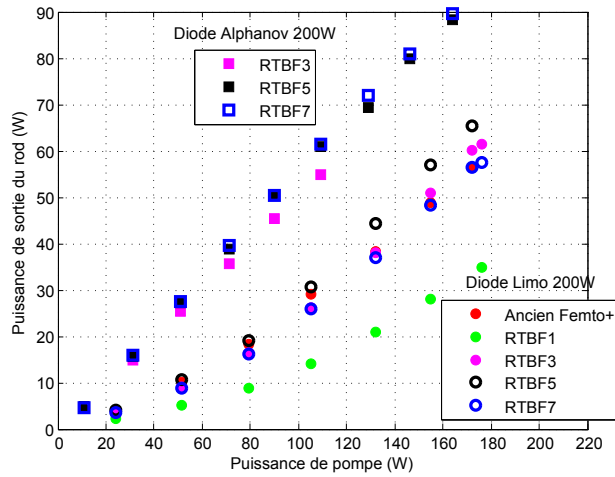


FIGURE 2.47 – Bilan des tests d'amplification à forte puissance. Les courbes montrent la puissance amplifiée à 1030nm en fonction de la puissance de pompe à 976nm pour différentes fibres barreaux 80/200 μ m préparées avec des embouts de Silice. Les carrés indiquent que les mesures sont réalisées sur une fibre pompée avec la diode Alphanov 200W, alors que les ronds indiquent celles avec la LIMO 200W. Enfin, les couleurs désignent une fibre spécifiquement.

trale reste fixée autour de 976nm quelle que soit la puissance de pompe, et ce sans avoir à changer la température du chiller.

Nous remarquons également sur la figure 2.47 que l'efficacité de l'amplificateur à forte puissance est globalement bien plus importante lorsque la diode Alphanov 200W est utilisée. Deux raisons expliquent cela : la première vient du fait que la diode Alphanov 200W possède un diamètre d'ouverture plus faible (200 μ m), en comparaison à celle de la diode LIMO 200W qui vaut 400 μ m. Leurs ouvertures numériques étant les mêmes ($O.N.=0.22$), cela signifie que l'étendue géométrique du faisceau sortant de la diode Alphanov est plus petite. Par conséquent, son couplage dans la fibre barreau est bien meilleur. La deuxième raison provient de la largeur spectrale des diodes : la diode LIMO 200W émet un spectre d'environ 3.3nm de largeur à mi-hauteur (voir figure 2.36(b)) contre 0.2nm pour la diode Alphanov 200W (voir figure 2.37(b)). Son absorption par le coeur dopé de la fibre barreau est donc bien plus forte, ce qui explique la différence globale en terme d'efficacité selon la diode utilisée.

2.2.3.5 Dépolarisation dans les fibres barreaux

Les fibres barreaux 80/200 μ m disponibles au laboratoire n'étant pas munies de barreaux de maintien de polarisation, nous avons cherché à mettre en évidence et à quantifier la part de signal amplifié qui est dépolarisé.

Pour ce faire, nous avons placé un cube polariseur après la lame demi-onde située à la sortie d'un des deux amplificateurs à forte puissance (voir figure 2.48). La fibre barreau a été pompée par la diode LIMO 200W pour laquelle nous avons ajusté systématiquement la température du chiller de manière à centrer la longueur d'onde d'émission autour de 976nm quelle que soit la puissance de pompe.

La répartition de puissance à travers les parties transmise et réfléchiée du cube est donnée par les expressions suivantes :

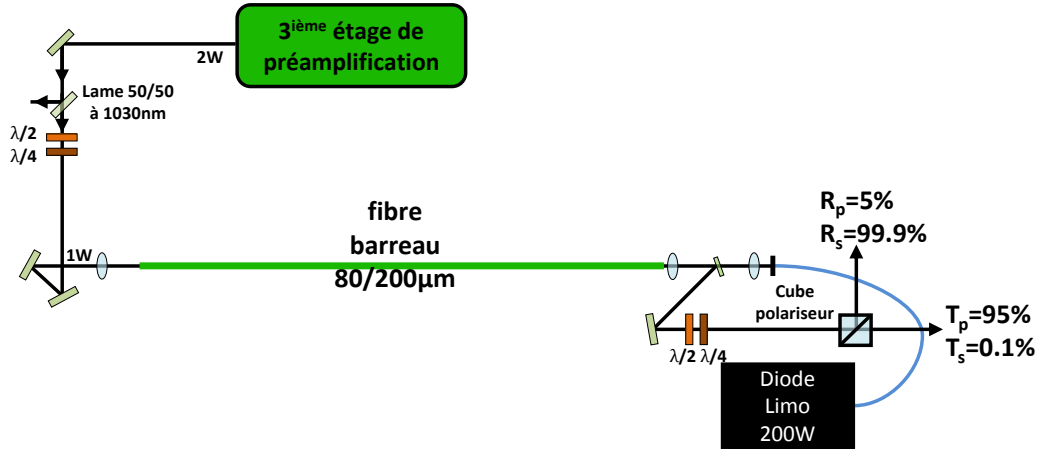


FIGURE 2.48 – Montage optique de mesure de dépolarisation dans un amplificateur à forte puissance. Un cube polariseur est placé après la lame demi-onde située en sortie de la fibre barreau 80/200μm.

– puissance transmise :

$$P_T = P_p T_p + P_s T_s, \quad (2.46)$$

– puissance réfléchie :

$$P_R = P_p R_p + P_s R_s, \quad (2.47)$$

où P_p et P_s sont respectivement les puissances suivant les polarisations p et s à l'entrée du cube ($P_{Totale} = P_p + P_s$). Les coefficients du cube PBS fabriqué par l'entreprise CVI sont :

- en polarisation p : $R_p = 0.05 \rightarrow T_p = 0.95$,
- en polarisation s : $R_s = 0.999 \rightarrow T_s = 0.001$.

En supposant qu'il n'y ait pas de dépolarisation dans la fibre, et que la polarisation linéaire du faisceau soit orientée parfaitement suivant l'axe s (plus précis pour la mesure de dépolarisation), les puissances transmises et réfléchies deviennent :

- puissance transmise : $P_T = P_s T_s$,
- puissance réfléchie : $P_R = P_s R_s$.

Dans ce cas, nous pouvons alors déterminer le taux d'extinction théorique maximal sur la partie transmise du cube. Il est défini comme le rapport de la puissance transmise sur la puissance d'entrée : $\frac{P_T}{P_{Totale}} = \frac{1}{1 + \frac{R_s}{T_s}}$. Le résultat numérique donne un taux d'extinction maximal théorique de 30dB.

Du point de vue expérimental, les fibres barreaux que nous utilisons étant biréfringentes, il faut orienter la polarisation suivant l'axe principal afin de minimiser les pertes de guidage. Ainsi, pour minimiser la puissance transmise ou maximiser la puissance réfléchie par le cube, il faut optimiser pas à pas les lames demi-onde de part et d'autre de la fibre. Cette opération a été réalisée à puissance de pompe maximale (176W), puis nous avons diminué peu à peu le pompage en mesurant systématiquement la puissance transmise.

Les résultats de ces mesures sont visibles sur la figure 2.49. Nous pouvons constater que l'évolution de la puissance transmise par le cube en fonction de la puissance amplifiée n'est pas constante. Lorsque le pompage est maximal, le taux d'extinction mesuré sur la partie transmise du cube est de 24.8dB. Puis, il diminue et réaugmente légèrement à mesure que la puissance de pompe baisse.

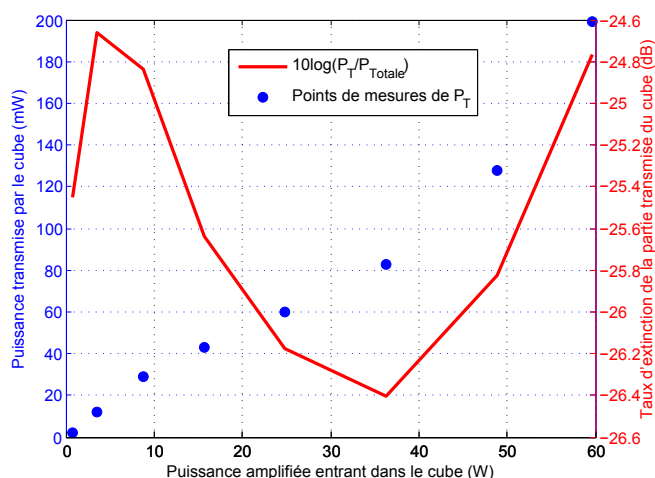


FIGURE 2.49 – Mesure de dépolarisation dans l’amplificateur à forte puissance.

Cela signifie clairement que la dépolarisation est sensible à la puissance amplifiée dans la fibre. Cependant, précisons que l’orientation des lames demi-ondes n’a pas été changée entre les mesures. Or, la biréfringence de la fibre étant elle aussi dépendante de la puissance amplifiée, les lames demi-ondes n’étaient donc plus orientées de manière optimale pour minimiser la puissance transmise par le cube. Ainsi, nous pouvons simplement conclure que la dépolarisation est bien sensible à la puissance amplifiée, mais qu’elle reste faible car à puissance maximale, le taux d’extinction sur la partie transmise du cube est de 24.8dB.

2.2.3.6 Vieillessement des fibres

Il est important de prendre en considération le vieillissement des fibres dans la conception d’une chaîne laser destinée à fonctionner quotidiennement. Nous avons en effet constaté que la qualité des fibres que nous utilisons se dégrade de différentes manières au cours du temps.

Un des premiers facteur de vieillissement est le photonoircissement. Il s’agit d’une augmentation anormalement importante du taux d’absorption du cœur actif de la fibre. Ce phénomène concerne généralement des fibres fortement pompées. Dans ce cas, les ions Ytterbium présents dans la matrice de Silice migrent vers le centre de la fibre en augmentant ainsi leur concentration locale. La vitesse de ce processus accélère avec le pompage, et le dopage de la fibre [92]. Expérimentalement, nous avons observé ce problème sur les fibres 40/200 μ m utilisées dans les préamplificateurs. En effet, au cours des trois dernières années, il a fallu changer deux fois la fibre du premier préamplificateur, une fois celle du second, et une fois celle du troisième, car leurs performances ne cessaient de diminuer. Cependant, précisons qu’il existe aujourd’hui des méthodes pour inverser ce processus de photonoircissement, en exposant notamment une fibre photonoircie à de la lumière ultraviolette ou visible [93].

D’autre part, après avoir constaté une baisse importante de la puissance, et une forte dégradation de la qualité du mode amplifié en sortie d’une des fibres barreaux 80/200 μ m que nous utilisons très régulièrement (Ancien Femto+), nous avons observé les faces de cette fibre au microscope. Il apparaît, sur la face placée du côté de la pompe (voir figure 2.50(a)), une structure hexagonale anormale localisée dans le cœur de la fibre, et bien en dehors de son axe. En changeant la profon-

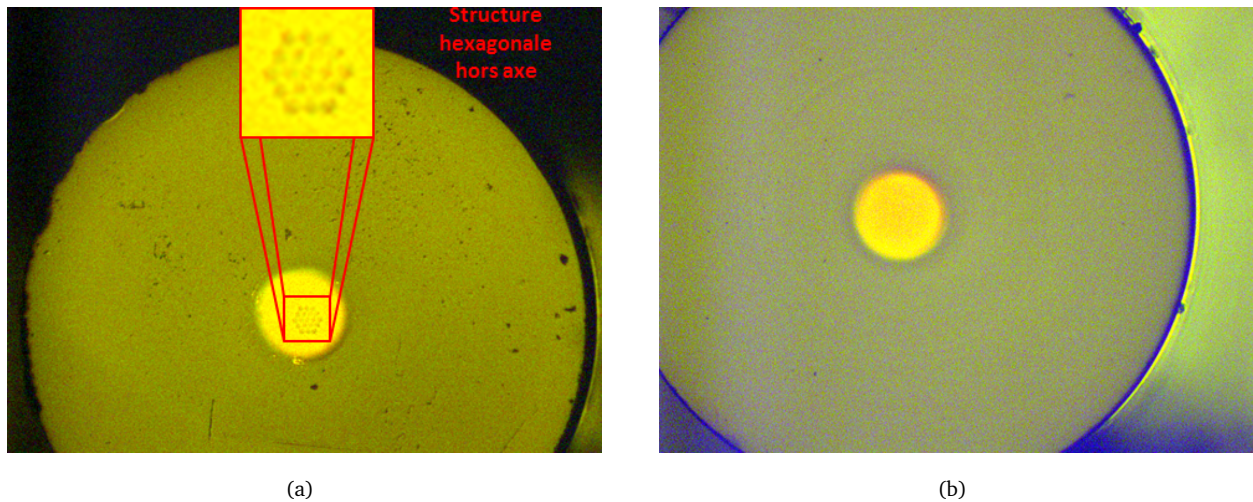


FIGURE 2.50 – Observation au microscope du vieillissement de la fibre Ancien Femto+ la plus utilisée. Photo de la face se trouvant en routine : (a) du côté de la pompe, (b) côté du signal.

deur de champ du microscope, pour observer non plus la face de la fibre mais l'intérieur de celle-ci, nous constatons que l'image de cette structure devient peu à peu floue jusqu'à disparaître complètement. Cependant, en réalisant un polissage de cette face, nous n'avons observé aucun changement, ce qui laisse penser que cette structure s'étend sur une certaine profondeur. De plus, la photo de la face placée du côté du signal visible sur la figure 2.50(b), ne montre quant à elle aucune structure similaire, et prouve bien que ce phénomène est certainement liée au pompage de la fibre.

Pour essayer de mieux diagnostiquer le problème, nous avons placé une caméra CCD à la sortie de cette amplificateur à forte puissance comme illustré sur la figure 2.51. Ceci afin de mesurer le profil spatial du faisceau dans différentes configurations.

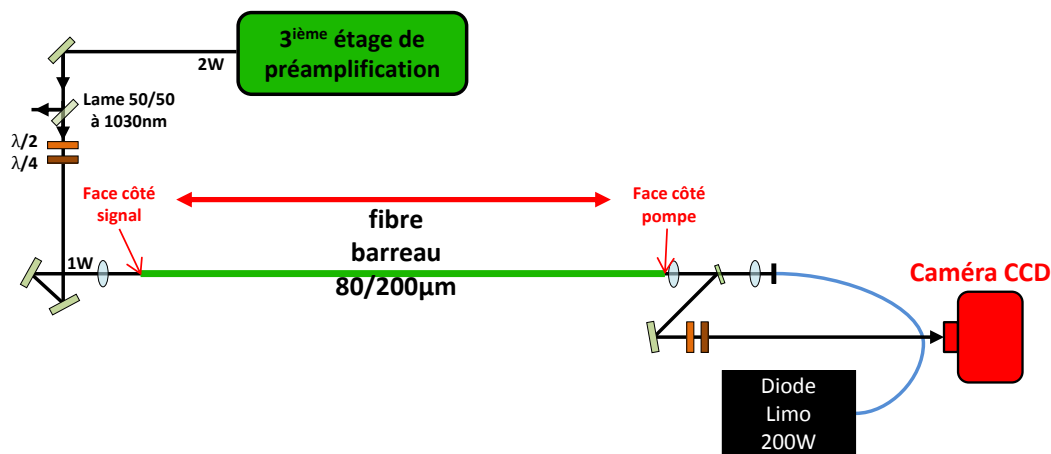


FIGURE 2.51 – Montage optique destiné à l'observation du profil spatial sortant de l'amplificateur à forte puissance. La fibre barreau est tournée tantôt dans un sens, tantôt dans l'autre, de façon à observer l'influence de la face « structurée » sur le profil spatial.

La figure 2.52(a) représente le profil d'ASE observé lorsqu'aucun signal n'est injecté dans la fibre. Nous constatons qu'il présente 6 lobes satellites formant une étoile autour d'un faisceau central plus intense, et de petite taille. Afin de comparer, nous avons inversé les faces de la fibre de manière à avoir le côté où se trouve la structure anormale du côté du signal. Le résultat est alors flagrant :

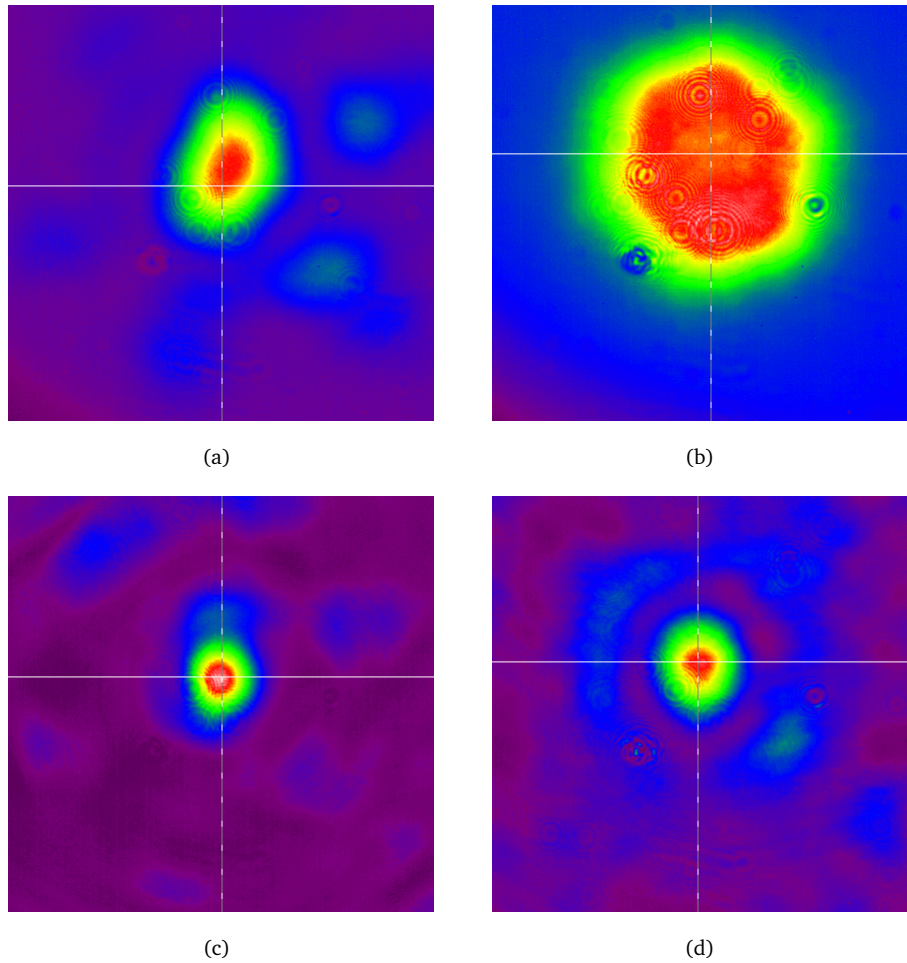


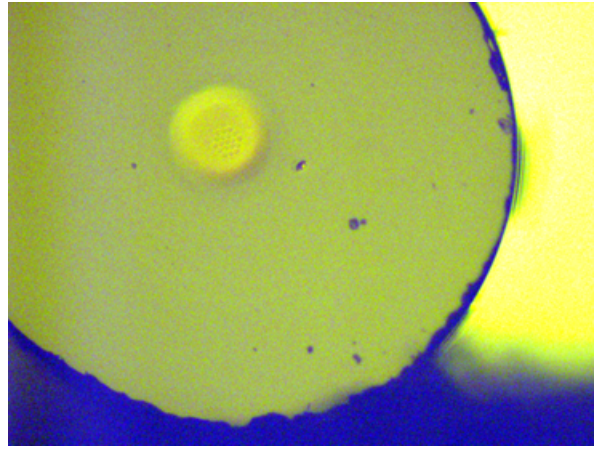
FIGURE 2.52 – Etude du vieillissement de la fibre Ancien Femto+ : profils d'intensité mesurés à la sortie de l'amplificateur à forte puissance. (a) ASE, face « structurée » placée du côté pompe. (b) ASE, face « structurée » placée du côté signal. (c) Signal amplifié, face « structurée » placée du côté pompe. (d) Signal amplifié, face « structurée » placée du côté signal. L'échelle est la même sur les quatre figures.

nous voyons sur la figure 2.52(b) que le profil d'ASE retrouve une taille et une forme hexagonale normale.

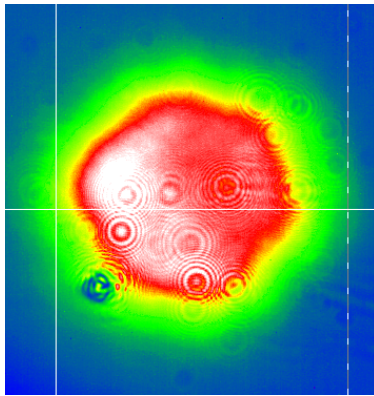
Par la suite, les mêmes acquisitions ont été reproduites en injectant le signal dans l'amplificateur à forte puissance. La figure 2.52(c) montre le profil observé lorsque la face « structurée » de la fibre est placée du côté de la pompe. A nouveau, se présente une forme composée d'un faisceau central et de 6 lobes satellites. Cette observation est très semblable à celle de la figure 2.52(a). Nous pensons que ces deux profils sont le résultat d'une diffraction du signal amplifiée (et de l'ASE) sur la structure anormale, située dans ces deux cas, du côté de la pompe.

De plus, sur la figure 2.52(d) montrant le profil lorsque la face « structurée » est placée du côté du signal, nous voyons un petit faisceau au centre entouré d'une couronne moins intense. Pareillement, cette forme peut s'expliquer par la diffraction du faisceau sur la « structure » située à l'entrée de la fibre, empêchant l'injection correcte du signal donnant lieu à un profil spatial monomode.

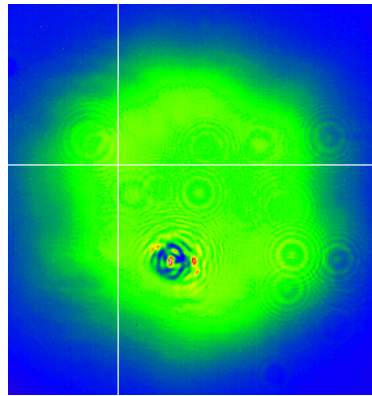
Pour finir, nous avons clivé la fibre sur environ 1cm du côté où la face était structurée. Après avoir refusionné et poli cette face à l'arc électrique, nous avons vérifié son aspect au microscope (voir figure 2.53(a)). La structure hexagonale persiste encore un peu, cependant elle est bien moins



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2.53 – Clivage de la fibre pour diminuer les effets du vieillissement. (a) Photo de la face « structurée » après retrait d'un centimètre de longueur par clivage, puis refusion et polissage à l'arc électrique. (b) Profil d'ASE mesuré du côté de la pompe. (c) Profil d'ASE mesurée du côté opposé à la pompe.

visible. Après avoir remis en place la fibre barreau sur le montage optique de telle sorte que la face toujours légèrement « structurée » soit du côté pompe, nous avons remesuré le profil d'ASE à la sortie de l'amplificateur (voir figure 2.53(b)), ainsi qu'à l'entrée (voir figure 2.53(c)). Chacun d'eux présente à nouveau une forme hexagonale habituelle pour ce type de fibre.

2.2.3.7 Aberration induite par la lentille d'injection de la pompe

Le chirp temporel correspond à une dérive dans le temps des diverses composantes spectrales constituant une impulsion. Spatialement, il existe le même phénomène, appelé communément « *chirp spatial* », dans lequel les composantes spectrales contenues dans le faisceau sont réparties angulairement. Ce genre de défauts apparaît typiquement à la sortie d'un compresseur dont les réseaux ne sont pas parfaitement parallèles et/ou le dièdre n'assure pas correctement le retour inverse de la lumière. Le faisceau est alors étalé dans le plan de diffraction des réseaux, et son profil transverse présente un décalage régulier des composantes spectrales suivant l'axe d'étalement.

Procédure d'alignement d'un compresseur à réseaux minimisant le chirp spatial

Pour assurer un alignement optimal du compresseur en minimisant le chirp spatial, il est possible

d'utiliser un bloqueur de faisceau dans le compresseur, afin de couper les composantes centrales, pour ne garder que les composantes rouges et bleues des bords du spectre (voir figure 2.54). Une fente verticale disposée dans l'axe d'entrée du compresseur situe le point dans lequel l'axe du faisceau de retour doit passer. Enfin, une caméra CCD placée au foyer d'une lentille de focale $f=1\text{m}$, recueille l'image du profil transverse du faisceau à l'infini. Si les taches observées correspondant aux bords rouge et bleu du spectre sont spatialement confondues, alors le compresseur est correctement aligné, et il n'y a pas de chirp spatial. A l'inverse, si elles sont séparées, il faut tourner le réseau, puis repasser par la fente verticale de sortie en tournant le dièdre. En répétant plusieurs fois cette opération, la procédure d'alignement finie par converger, et le chirp spatial disparaît.

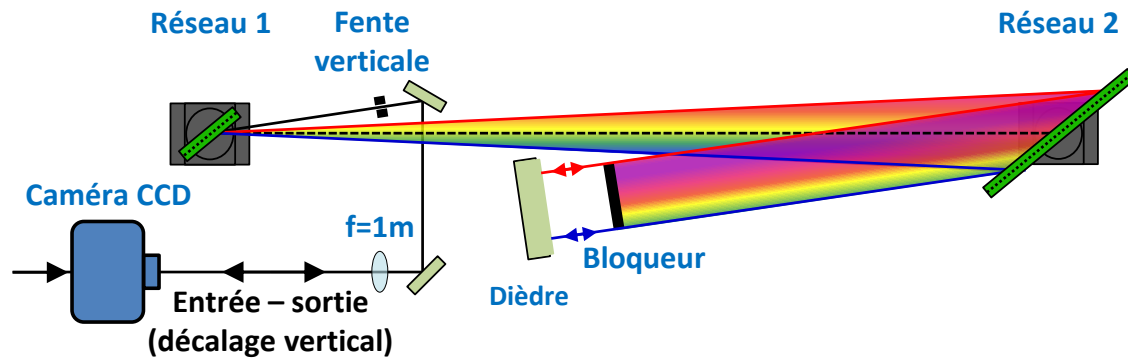


FIGURE 2.54 – Illustration de la procédure d'alignement du compresseur à réseau pour minimiser le chirp spatial.

Mesures de chirp spatial

Pour effectuer nos mesures de chirp spatial, nous avons employé un spectromètre Ocean Optics disposant d'une résolution de 0.5nm , relié à une fibre multimode dont le diamètre d'ouverture (environ $200\mu\text{m}$) est bien inférieur au diamètre à mi-hauteur du faisceau. L'extrémité de la fibre est montée sur un assemblage comportant deux platines de translation perpendiculaires. Ce dispositif sert à scanner le profil du faisceau de bas en haut et de gauche à droite pour y mesurer son spectre en différents points dans un plan transverse. L'idée consiste ensuite à mesurer le barycentre de chaque spectre afin de réaliser une cartographie en deux dimensions donnant la répartition spatiale des composantes spectrales dans le profil transverse du faisceau. Pour situer sur cette cartographie spectrale le profil d'intensité du faisceau, il convient d'intégrer les spectres en chaque position de mesure. L'image obtenue correspond alors au profil d'intensité du faisceau, sur lequel il est possible de mesurer le contour à mi-hauteur. Ce dernier peut-être ensuite directement reporté sur la carte spectrale en respectant échelle et position afin d'y situer précisément le contour du profil d'intensité (voir figure 2.55 à titre d'exemple).

Dans un premier temps, nous avons effectué cette mesure à la sortie du compresseur afin de contrôler son bon alignement. La cartographie spectrale obtenue est présentée sur la figure 2.55. Nous mesurons sur cette figure un écart de 0.9nm entre la longueur d'onde centrale la plus basse (1030.5nm) et la plus élevée (1031.4nm) contenue à l'intérieur du cercle noir délimitant le contour du faisceau à mi-hauteur. Cette valeur montre clairement qu'il y a bien un chirp spatial, cependant celui-ci reste relativement peu élevé pour un spectre ayant une largeur à mi-hauteur de 4nm .

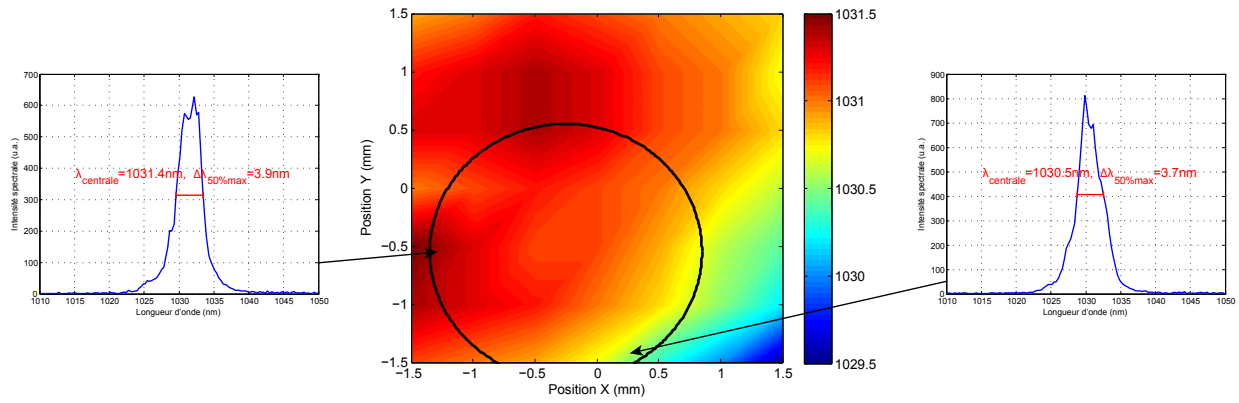


FIGURE 2.55 – Mesure du chirp spatial du faisceau en sortie du compresseur. La figure représente une cartographie de la longueur d'onde centrale répartie dans un plan transverse au faisceau. La barre des couleurs à droite de la figure du milieu donne la valeur de la longueur d'onde centrale. Le cercle noir correspond au contour à mi-hauteur du profil d'intensité obtenu en intégrant chaque spectre. A gauche et à droite, sont donnés les deux spectres les plus décalés mesurés dans les zones indiquées par les flèches.

L'axe du chirp spatial sur la figure 2.55 est orienté d'environ 45° par rapport au plan dans lequel s'étalent les composantes spectrales diffractées par les réseaux du compresseur. Par conséquent, son origine ne saurait être seulement le résultat d'un défaut d'alignement du compresseur que nous avons optimisé à maintes reprises.

Il a donc fallu chercher l'explication en amont du compresseur. Un doute portait sur la lentille de très petite focale ($f=10.5\text{mm}$, voir figure 2.34), utilisée à la fois pour injecter la pompe dans la fibre barreau de l'amplificateur à forte puissance, et pour collimater le faisceau amplifié. En effet, compte tenu de la largeur spectrale du signal (environ 5nm à mi-hauteur), la focale de cette lentille est très petite, et par conséquent fortement susceptible de provoquer des aberrations chromatiques à l'origine de ce que nous pensions être du chirp spatial observé en sortie de compresseur.

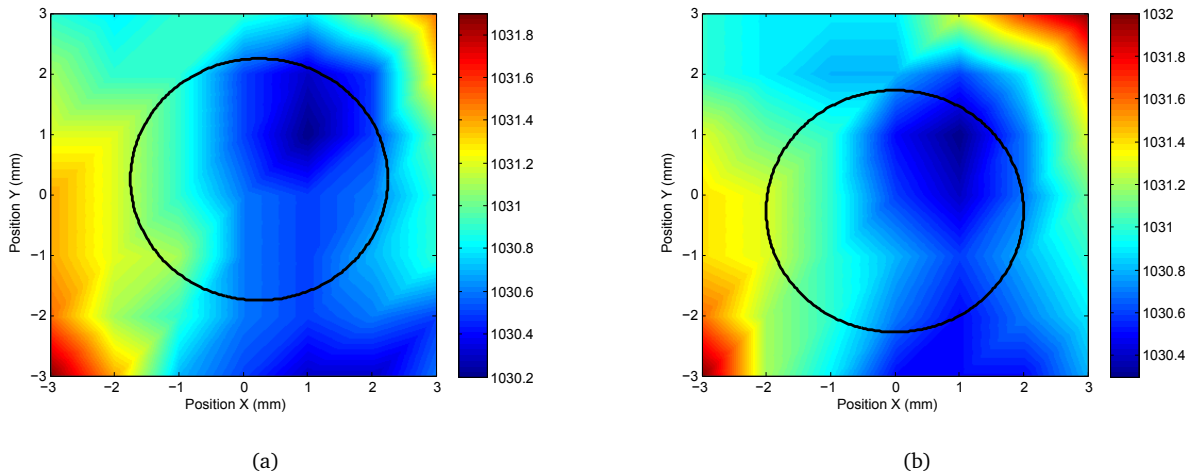


FIGURE 2.56 – Mesure du chirp spatial du faisceau non amplifié à environ 1m après la lentille d'injection de la pompe ($f=10.5\text{mm}$). Les figures représentent chacune une cartographie de la longueur d'onde centrale répartie dans un plan transverse au faisceau. La barre des couleurs donne la valeur de la longueur d'onde centrale. Le cercle noir correspond au contour à mi-hauteur du profil d'intensité. (a) Le côté bombé de la lentille est orienté du côté qui collimate le faisceau à amplifier (aberrations en théorie minimales). (b) Le côté plan de la lentille est orienté du côté qui collimate le faisceau à amplifier (aberrations en théorie maximales).

Pour vérifier cette affirmation, nous avons pris plusieurs mesures du chirp spatial avec et sans la

lentille d'injection de la pompe. Les figures 2.56(a) et 2.56(b) montrent deux cartographies spectrales mesurées sur le faisceau signal non amplifié à environ un mètre après la lentille d'injection de la pompe. La première (figure 2.56(a)) correspond à une mesure effectuée avec la lentille positionnée de façon à minimiser en théorie les aberrations : le côté plan de la lentille orienté face au faisceau divergent (soit orienté vers la sortie de la fibre barreau), et le côté bombé de la lentille orienté en direction du faisceau collimaté. La deuxième (figure 2.56(b)) correspond à la même mesure mais avec la lentille retournée de 180° , c'est-à-dire dans le sens où les aberrations sont en théorie maximales. Les deux figures présentent une cartographie spectrale très similaire. Nous y relevons un décalage de 0.9nm entre la longueur d'onde centrale la plus basse et la plus élevée contenue dans le cercle délimitant le contour du faisceau à mi-hauteur. Cette valeur identique à celle obtenue après le compresseur montre que le problème se situe soit au niveau de la lentille, soit encore en amont de la chaîne.

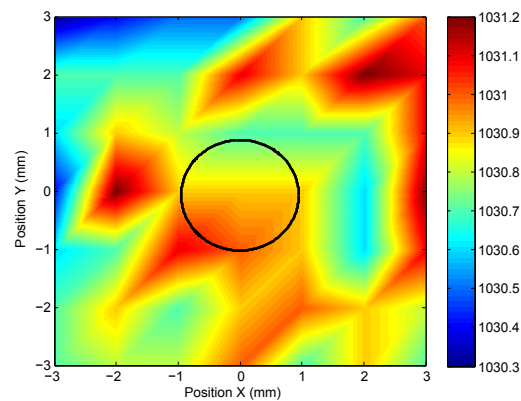


FIGURE 2.57 – Mesure du chirp spatial du faisceau non amplifié à environ 30cm de la sortie de la fibre barreau (la lentille d'injection de la pompe a été retirée). La figure représente une cartographie de la longueur d'onde centrale répartie dans un plan transverse au faisceau. La barre des couleurs donne la valeur de la longueur d'onde centrale. Le cercle noir correspond au contour à mi-hauteur du profil d'intensité.

Ainsi, la mesure a été renouvelée en retirant la lentille d'injection de la pompe. En conséquence, le faisceau signal qui sort de la fibre barreau n'est plus collimaté. Le dispositif de mesure a dû être rapproché à une trentaine de centimètre de la sortie de la fibre barreau. Les résultats sont donnés sur la figure 2.57. Le chirp spatial du faisceau a très nettement diminué. En effet, l'écart entre les longueurs d'ondes centrales minimale et maximale contenues dans le cercle délimitant le contour du faisceau à mi-hauteur n'est plus que de 0.3nm, valeur très basse en dessous de la résolution du spectromètre (0.5nm).

En conclusion, la lentille d'injection de la pompe de l'amplificateur à fibre barreau est à l'origine d'aberrations de type chromatique. Les composantes spectrales du faisceau dérivant dans un plan transverse à la manière du chirp spatial, nous pensons donc qu'il s'agit d'un chromatisme latéral. Pour des lentilles de focale et d'ouverture si petites, il n'existe pas à notre connaissance de solution pour remédier à ce problème. Or, il est impossible de s'affranchir de ce type de lentille pour injecter correctement la pompe dans la gaine interne de la fibre barreau tout en bénéficiant d'un couplage aussi efficace. A titre de comparaison, utiliser une lentille de focale $f=8\text{mm}$ avec une largeur spectrale de 5nm sur notre chaîne Ytterbium, est équivalent à utiliser une lentille de focale $f=50\text{mm}$ avec un spectre large de 30nm, typique d'une sortie de chaîne Ti :Sa.

2.3 Optimisation et caractérisation de la compression vers un régime non linéaire

2.3.1 Différents optimums entre les régimes basse et forte amplification

Cette partie traite de l'optimisation du compresseur dans deux régimes d'amplification distincts : un régime faiblement non linéaire pour lequel la puissance mesurée en sortie de la fibre barreau 80/200 μm vaut environ 7W, puis un régime fortement non linéaire dans lequel cette puissance atteint 53.5W. Au cours de ces expériences, les réseaux PGL en réflexion ont été utilisés dans la configuration présentée dans la partie 2.1.6.2. A chaque régime, la procédure d'optimisation est la méthode classique pour ce type de dispositif : après avoir correctement aligné l'ensemble des éléments optiques du compresseur, nous faisons varier pas à pas l'écartement L entre les deux réseaux, tout en ajustant l'angle d'incidence θ du faisceau sur le réseau de l'étireur, afin d'obtenir la trace d'autocorrélation la plus étroite, et la plus intense possible. En jouant itérativement sur les deux paramètres L et θ , il est possible d'obtenir une bonne compensation des termes de phase résiduelle du second, et du troisième ordre (voir formules (2.20) et (2.21)).

Régime quasi-linéaire : basse puissance d'amplification

Dans un premier temps, l'expérience a été réalisée pour une puissance de 7W en sortie de l'amplificateur à fibre barreau. L'ensemble des traces d'autocorrélation mesurées en fonction de l'écartement L entre les réseaux est reportée dans la figure 3D 2.58(a). L'axe vertical ainsi que la couleur indiquent l'intensité, un des axes horizontaux indique le délai dans les traces d'autocorrélation, alors que l'autre axe horizontal indique la distance entre les deux réseaux.

Pour rendre ces mesures plus lisibles, nous avons traité les données en réalisant une « double normalisation ». En effet, chaque trace d'autocorrélation est d'abord divisée par sa surface. De cette manière, l'énergie des impulsions mesurées, qui est proportionnelle à la surface au carré de la trace d'autocorrélation, est rendue constante. De part ce traitement, nous nous intéressons uniquement à la répartition temporelle de l'énergie, et non à sa valeur absolue. Nous nous affranchissons ainsi des effets dûs aux légères variations d'énergie entre chaque mesure. De plus, afin de faciliter leur comparaison, chaque trace d'autocorrélation est divisée par l'intensité du pic central le plus élevé de l'ensemble des traces mesurées. De cette façon, l'intensité maximale de la trace d'autocorrélation la plus intense vaudra 1. Enfin, notons que dans la suite de la partie 2.3, l'ensemble des figures présentant des séries de mesures d'autocorrélation seront traités de la même manière (« double normalisation »).

Le pas de déplacement du réseau entre chaque mesure est de 5mm. Nous pouvons observer à la fois sur la figure 2.58(b), l'évolution de la durée à mi-hauteur déconvoluée par une gaussienne, ainsi que l'évolution du maximum d'intensité. Ces deux courbes présentent respectivement un minimum, et un maximum pour des écartements L très voisins. Afin de déterminer la distance idéale entre les deux réseaux du compresseur, nous prenons comme critère le rapport $I_{max}/\Delta t_{1/2}$. Pour avoir la meilleur qualité de recompression, il nous faut maximiser ce rapport. Dans notre cas, ce maximum est atteint pour un écartement $L=197.5\text{cm}$ entre les deux réseaux du compresseur. La trace d'autocorrélation correspondante, repérée par un plan transparent sur la figure 2.58(a), est visible en détails sur la figure 2.58(c). Elle présente une durée à mi-hauteur déconvoluée par une

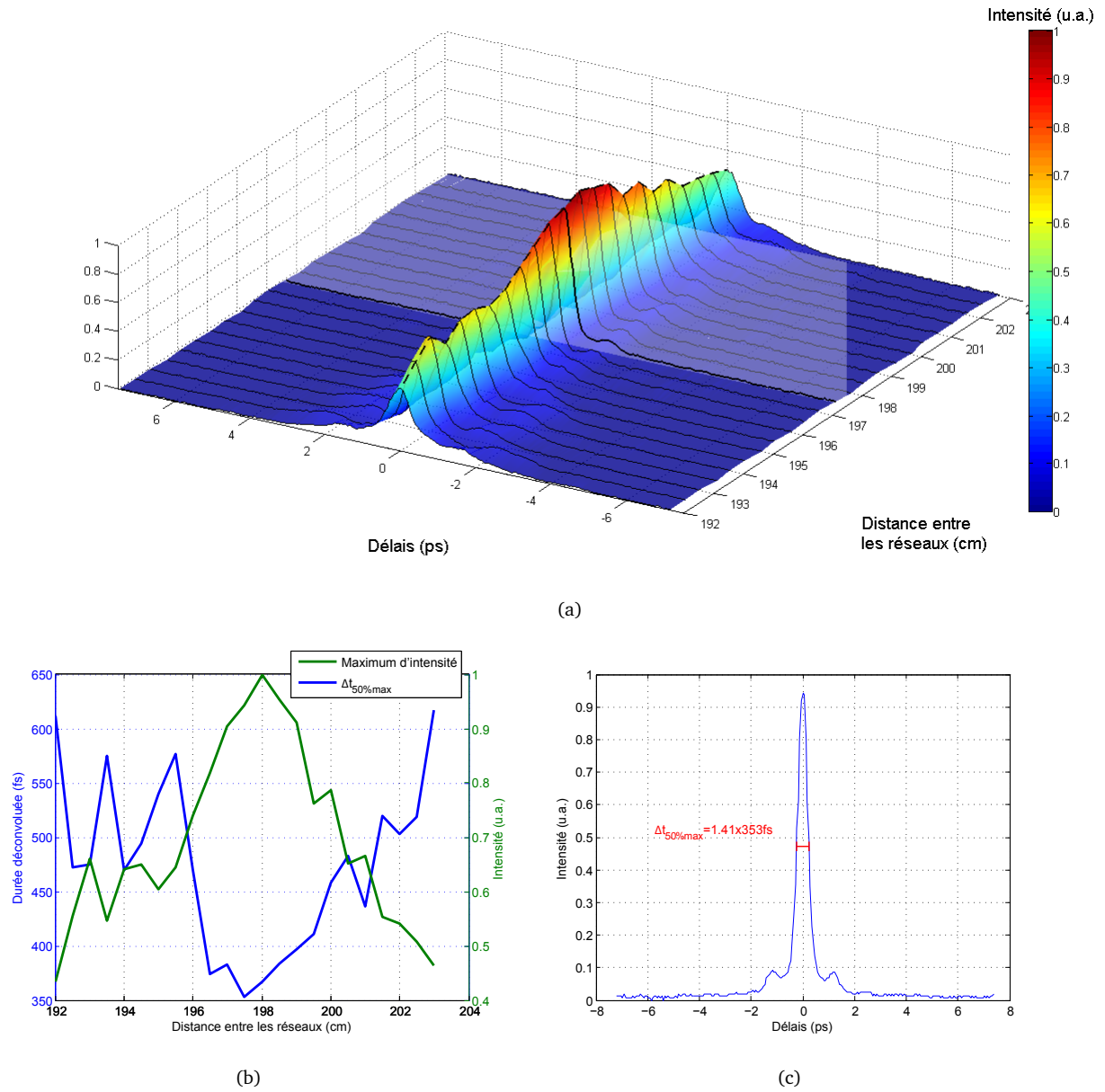


FIGURE 2.58 – Optimisation du compresseur en régime quasi-linéaire : $P_{comp}^{sortie} = 7 \text{ W}$. (a) Traces d'autocorrélation en fonction de l'écartement L entre les deux réseaux du compresseur (chaque trace est divisée par sa surface puis par le maximum d'intensité de l'ensemble des traces). (b) Evolution du maximum d'intensité, et de la durée à mi-hauteur mesurés sur la figure (a) en fonction de l'écartement L entre les réseaux. (c) Trace d'autocorrélation présentant le rapport $I_{max}/\Delta t_{1/2}$ le plus élevé correspondant à une distance $L = 197.5 \text{ cm}$. Cette trace est repérée par le plan transparent dans la figure (a).

gaussienne de 353fs. Soit au regard du spectre de ces impulsions large d'environ 5.3nm, et centré autour de 1034nm, 1.2 fois la durée minimale limitée par transformée de Fourier.

Régime non linéaire : forte puissance d'amplification

Dans un second temps, le pompage de la fibre barreau a été augmenté jusqu'à atteindre une puissance de 53.5W à sa sortie. Nous avons utilisé le même procédé expérimental que dans la partie précédente. Les figures 2.59(a) et 2.59(b) rendent compte des résultats obtenus.

Nous constatons de manière générale que l'ensemble des traces d'autocorrélation présentent des structures typiques de l'apparition d'impulsions secondaires. La courbe 2.59(b) qui montre en

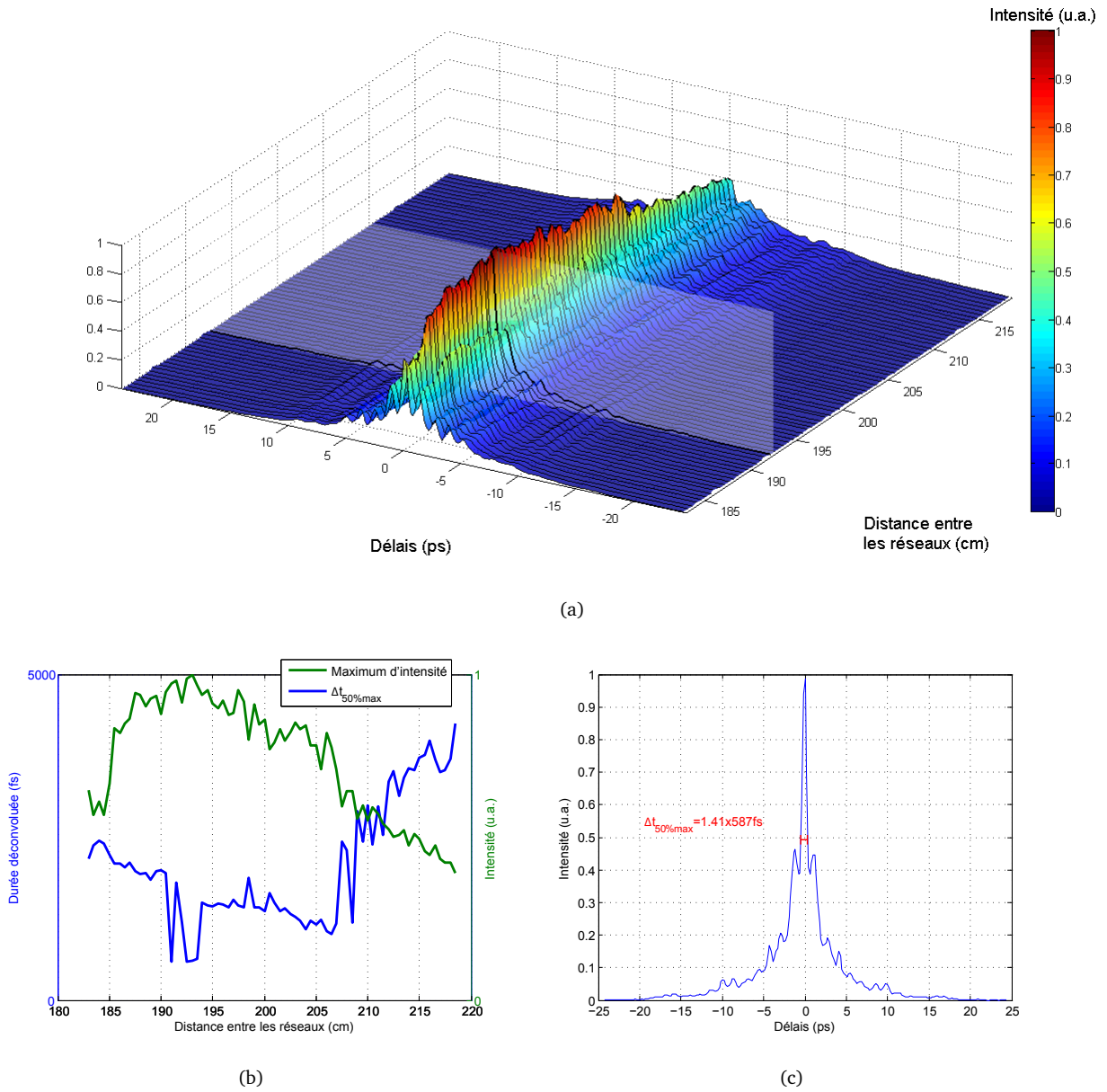


FIGURE 2.59 – Optimisation du compresseur en régime non linéaire : $P_{sortie\ comp} = 53.5 \text{ W}$. (a) Traces d'autocorrélation en fonction de l'écartement L entre les deux réseaux du compresseur (chaque trace est divisée par sa surface puis par le maximum d'intensité de l'ensemble des traces). (b) Evolution du maximum d'intensité, et de la durée à mi-hauteur mesurés sur la figure (a) en fonction de l'écartement L entre les réseaux. (c) Trace d'autocorrélation présentant le rapport $I_{max}/\Delta t_{1/2}$ le plus élevé correspondant à une distance $L = 192.5 \text{ cm}$. Cette trace est repérée par le plan transparent dans la figure (a).

particulier l'évolution du maximum d'intensité, rapporte une zone correspondant à un écartement entre réseaux de 190 à 195 cm, dans laquelle l'intensité de l'impulsion principale est la plus forte. Cependant, toujours sur la figure 2.59(b), la courbe d'évolution de la durée suit un comportement inhabituel. En effet, nous voyons dans cette même zone (entre 190 et 195 cm) des variations de durée très brutales. Elles s'expliquent par le fait que la durée étant mesurée à mi-hauteur, les impulsions secondaires sont dans la plupart des cas assez intenses pour être incluses dans le calcul de la largeur temporelle. Par conséquent, la durée de l'impulsion principale est surévaluée. En revanche, si les impulsions secondaires restent suffisamment peu intenses, c'est-à-dire moins de la moitié de l'impulsion principale, le calcul de la largeur temporelle porte sur l'impulsion principale

seule, comme c'est le cas sur les trois mesures les plus courtes situés entre 190 et 195cm.

L'intérêt de cette expérience étant par ailleurs de minimiser le poids de ces impulsions secondaires, le rapport $I_{max}/\Delta t_{1/2}$ reste donc dans ce cas un critère fiable pour évaluer l'écartement idéal entre les réseaux. Ainsi, dans ce régime clairement non linéaire, nous trouvons un écartement optimal de 192.5cm. La trace d'autocorrélation correspondante, repérée par le plan transparent sur la figure 2.59(a), est donnée en détails sur la figure 2.59(c). Notons qu'elle présente une durée à mi-hauteur déconvoluée par une gaussienne de 587fs, soit 2 fois la durée limitée par transformée de Fourier.

En conclusion, par rapport au cas précédent, la durée minimale de l'impulsion obtenue après optimisation du compresseur est passée de 353fs à 587fs, et la distance entre les réseaux a variée de 197.5cm à 192.5cm, soit un rapprochement de 5cm, ce qui correspond à une variation du terme de phase du second ordre de $7.69 \times 10^5 fs^2$. Nous pouvons expliquer cette variation par l'ajout d'une phase non linéaire importante, due à la production de SPM à la sortie de la fibre barreau pour de très fortes puissances d'amplification. L'apparition des impulsions secondaires sur les traces d'autocorrélation, dont l'origine n'est pas clairement établie, va nous pousser par la suite à de plus amples investigations.

2.3.2 Stabilité de la compression à moyen terme

Après avoir conservé le réglage du compresseur dans un régime d'amplification à forte puissance, nous nous sommes penchés sur la robustesse de ce dispositif à moyen terme. Pour cela, nous avons testé deux fibres barreaux différentes (RTBF3 et RTBF7) pompées par la même diode (LIMO 200W) en conservant la configuration optimale du compresseur à forte puissance. Pour chacune des fibres, nous nous sommes efforcés de rester au mieux dans les mêmes conditions expérimentales, c'est-à-dire, sans changer autre chose que la fibre dans le dispositif. Au cours de différentes journées, nous avons réalisés des mesures d'autocorrélation à la sortie du compresseur à une puissance voisine de 54W.

Les résultats de ces mesures apparaissent sur la figure 2.60(a) pour la fibre RTBF3, et la figure 2.60(b) pour la fibre RTBF7. Nous constatons dans le premier cas (RTBF3) que l'allure des traces d'autocorrélation ne semble pas changer beaucoup d'un jour à l'autre. En effet, l'amplitude de l'impulsion principale varie légèrement, et se répartie dans les impulsions secondaires. D'autre part, cette variation d'amplitude s'accompagne d'une variation de durée assez faible. En effet, la différence de durée entre la plus longue et la plus courte impulsion parmi les trois est de seulement 12fs.

Dans le deuxième cas (RTBF7), il semble que la compression soit beaucoup plus instable puisque que nous observons d'importantes variations de durée et d'amplitude sur l'impulsion principale. Par ailleurs, contrairement au cas précédent, le délai entre les impulsions secondaires et l'impulsion principale varie d'un jour à l'autre.

L'origine de ces instabilités observées à moyen terme (quelques jours), provient sans doute de la qualité variable des fibres utilisées. En effet, par expérience, nous avons constaté que dans certaines fibres barreaux, l'injection est très critique. Il suffit parfois d'un très faible dépointé pour que le profil spatial du faisceau amplifié bascule dans un régime non monomode, ou qu'il devienne extrêmement petit. Par conséquent, la quantité de non linéarités générées à l'intérieur de la fibre

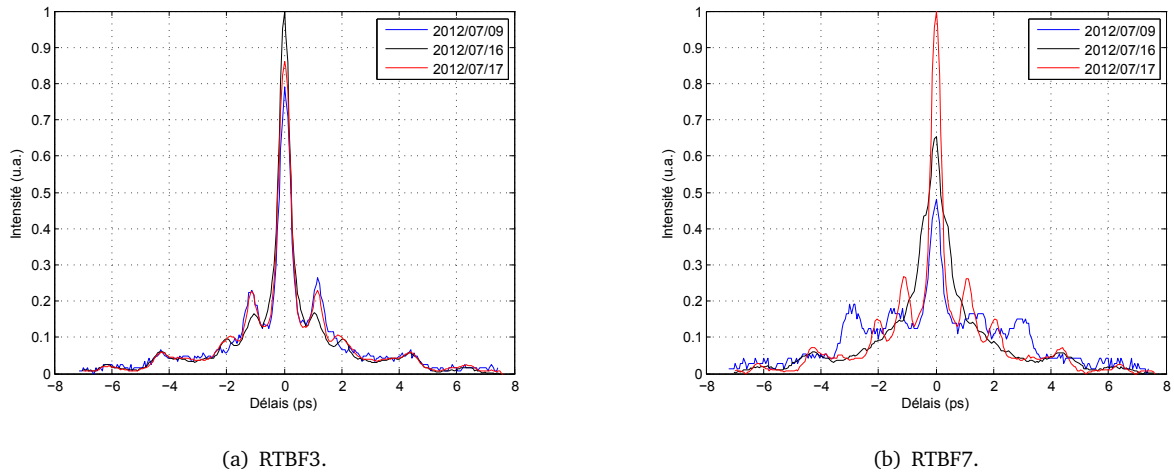


FIGURE 2.60 – Stabilité de la compression à moyen terme. Les figures (a) et (b) représentent les traces d'autocorrélation obtenues à différentes journées sans modifier le réglage du compresseur pour deux fibres barreaux différentes.

varie d'un alignement à un autre, conduisant à une mauvaise recompression si les paramètres L et θ du couple étireur-compresseur ne sont pas réajustés.

2.3.3 Optimisation de la compression à basse puissance par coupure spectrale dans l'étireur

Dans ce qui suit, nous avons cherché à améliorer le profil temporel des impulsions en sortie du compresseur lorsque l'amplificateur à fibre barreau n'est pas pompé. A l'aide d'un bloqueur de faisceau inséré à l'intérieur de l'étireur, nous avons coupé certaines composantes spectrales, et observé l'influence sur l'allure finale de la trace d'autocorrélation en sortie de compresseur.

Coupure dans le partie rouge du spectre de l'étireur

Dans un premier temps, nous avons coupé la partie « rouge » du spectre de l'étireur en augmentant par pas de 1nm la largeur de la coupure spectrale.

La figure 2.61(b) montre l'allure des différents spectres en fonction de la position de la coupure. Alors que la figure en 3D 2.61(a) montre l'évolution de la trace d'autocorrélation mesurée en sortie de compresseur en fonction de la coupure dans le spectre. L'axe vertical ainsi que la couleur indiquent l'intensité, un des axes horizontaux indique le délai sur les traces d'autocorrélation, alors que l'autre axe horizontal indique la position de la coupure du côté rouge du spectre dans l'étireur de Öffner. De plus, la figure 2.61(d) donne l'évolution du maximum d'intensité et de la durée à mi-hauteur des traces en fonction de la position de la coupure.

Il apparaît clairement une zone optimale pour laquelle le spectre est coupé jusqu'à environ 1035nm. Dans cette zone, la durée à mi-hauteur est minimale, et l'intensité de l'impulsion principale est maximale. Par ailleurs en superposant les traces d'autocorrélation pour les trois cas les plus intéressants sur la figure 2.61(c) (coupures à 1039, 1035, et 1030nm), nous constatons deux choses supplémentaires. Premièrement, nous voyons qu'entre le cas où la coupure s'arrête à 1039nm et celui où elle s'arrête à 1035nm, les ailes dans la trace d'autocorrélation ont disparues. Et deuxièmement, nous constatons que si la coupure augmente jusqu'à 1030nm, les ailes sont toujours absentes,

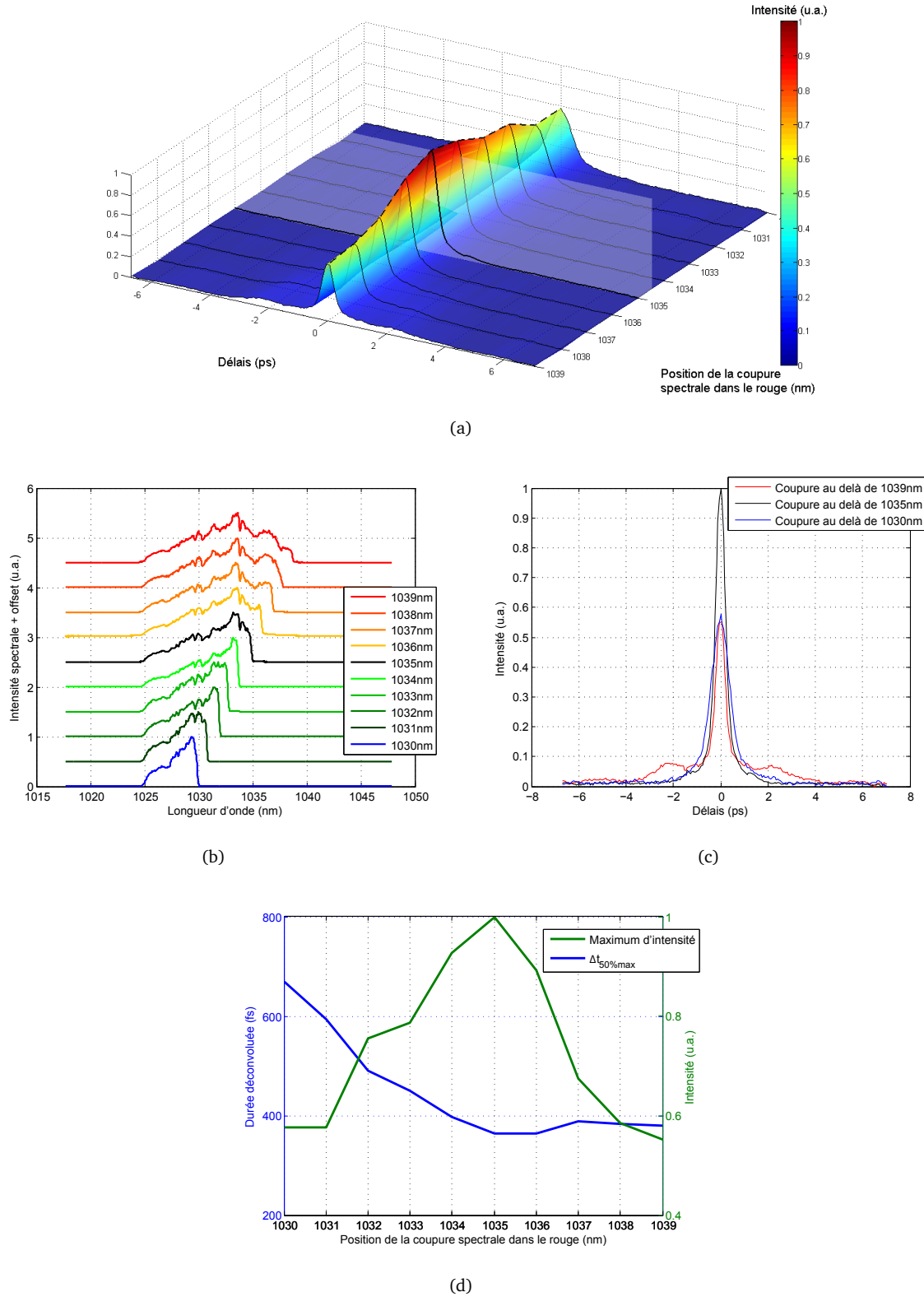


FIGURE 2.61 – Coupure spectrale dans la partie rouge du spectre de l'émetteur : $P_{comp}^{sortie} \approx 300mW$ (amplificateur à forte puissance non pompé). (a) Traces d'autocorrélation en fonction la position de la coupure spectrale (chaque trace est divisée par sa surface puis par le maximum d'intensité de l'ensemble des traces). (b) Représentation des différents spectres coupés. (c) Comparaison de trois traces d'autocorrélation en fonction de la position de la coupure spectrale dont celle présentant le rapport $I_{max}/\Delta t_{1/2}$ le plus élevé pour une coupure à 1035nm, celle-ci est prise dans le plan transparent de la figure (a). (d) Evolution du maximum d'intensité, et de la durée à mi-hauteur mesurés sur la figure (a) en fonction la position de la coupure spectrale.

cependant la durée augmente nettement, signe de la perte trop importante de contenu spectral.

Cette expérience permet de supposer que la présence des ailes dans la trace d'autocorrélation à la sortie du compresseur est due à des aberrations à l'intérieur de l'étireur de Öffner. Celles-ci produisent en sortie une phase résiduelle très difficile à compenser. Le moyen le plus simple de s'en affranchir reste alors de couper la partie du spectre au delà de 1035nm qui les contient.

Coupure dans le partie bleue du spectre de l'étireur

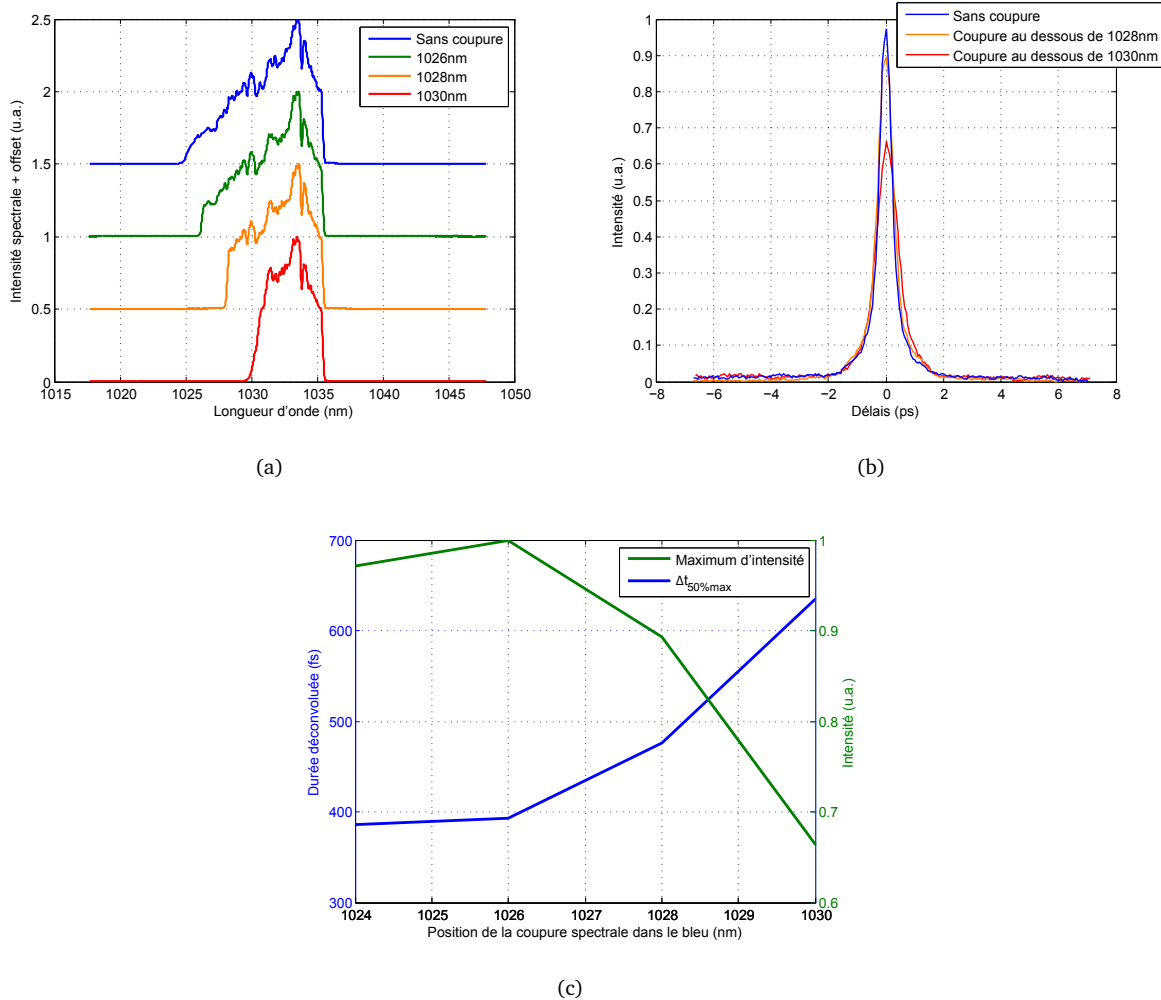


FIGURE 2.62 – Coupure spectrale dans la partie bleue du spectre de l'étireur : $P_{sortie\ comp} \approx 300mW$ (amplificateur à forte puissance non pompé). (a) Représentation des différents spectres coupés. (b) Comparaison de trois traces d'autocorrélation en fonction de la position de la coupure spectrale (chaque trace est divisée par sa surface puis par le maximum d'intensité de l'ensemble des traces). (d) Evolution du maximum d'intensité, et de la durée à mi-hauteur mesurés sur la figure (a) en fonction la position de la coupure spectrale.

De manière rigoureusement identique, nous avons reproduit la même expérience en coupant la partie bleue du spectre de l'étireur de Öffner. La coupure à 1035nm dans la partie rouge a cependant été conservée pour s'affranchir des aberrations. La figure 2.62(a) montre l'allure du spectre après différentes coupures dans le bleu. L'évolution de la durée et du maximum d'intensité des traces d'autocorrélation mesurées en sortie de compresseur sont visibles sur la figure 2.62(c). Nous constatons dans ce cas qu'il n'y a pas d'intérêt à réaliser cette coupure, puisque l'intensité du maximum de la trace d'autocorrélation diminue à mesure que la coupure augmente, tout comme

la durée augmente également à mesure que le contenu spectral est réduit. La figure 2.62(b) qui présente trois traces d'autocorrélation pour différentes positions de la coupure dans le bleu montre bien que celle-ci est inutile puisque l'allure des traces reste inchangée.

Gilles Chériaux a montré [42] que dans un étireur de type Öffner, les aberrations sphériques sur l'image du réseau augmentent avec la distance entre le réseau réel et le plan perpendiculaire à l'axe de l'étireur passant par le centre de courbure des miroirs sphériques. Or, dans notre cas, les composantes spectrales bleues sur le réseaux réel se trouvent moins éloignées de ce plan que les rouges (voir figure 2.10). Cela peut expliquer le fait qu'il n'y ait aucune influence sur l'allure du profil temporel des impulsions lorsque les composantes bleues sont coupées dans l'étireur.

2.3.4 Evolution des caractéristiques spectrales et temporelles en fonction de la puissance amplifiée dans la fibre barreau

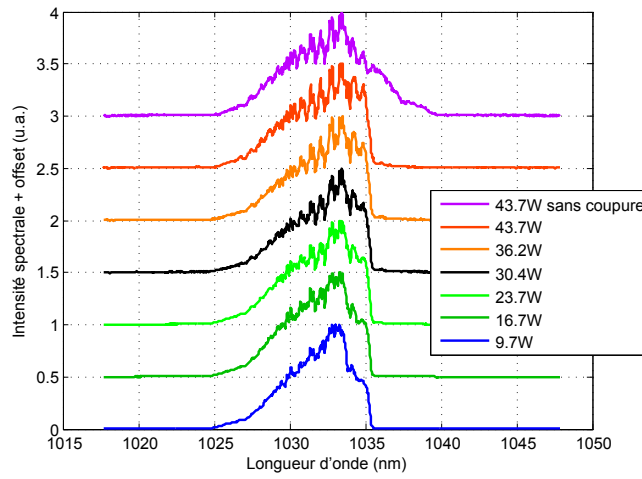
Nous étudions ici l'influence de la puissance extraite dans la fibre barreau sur le spectre et le profil temporel des impulsions en sortie de chaîne CPA. Pour cela, nous avons simplement fait varier la puissance tout en prélevant systématiquement un spectre et une trace d'autocorrélation du signal amplifié à la sortie du compresseur.

Les résultats de cette expérience du point de vue spectral sont donnés sur la figure 2.63(a). Les 7 spectres présentés correspondent à des puissances variant de 9.7 à 43.7W. Pour mieux nous affranchir des aberrations produites dans l'étireur de Öffner, nous avons coupé le spectre au delà de 1035.5nm, excepté lors d'une mesure à forte puissance qui correspond à la courbe violette sur la figure 2.63(a). Nous observons sur cette figure qu'à partir de 16.7W des modulations apparaissent dans le spectre. L'amplitude de ces modulations augmentent à mesure que la puissance augmente.

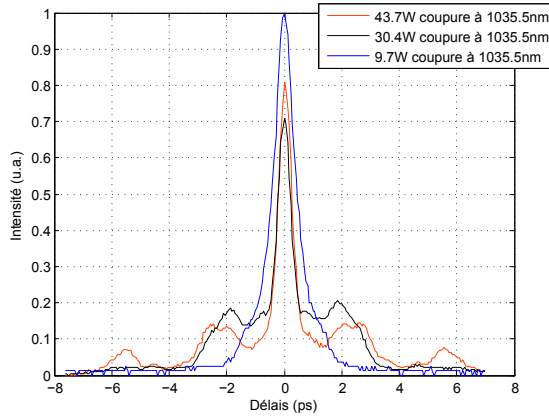
De plus, la figure 2.63(b) montre que plus la puissance est importante, plus le profil temporel des impulsions se dégrade. En effet, pour une puissance de 9.7W, l'allure de la trace d'autocorrélation est proche d'une gaussienne « mono-impulsionnelle », au delà, des impulsions secondaires apparaissent peu à peu, et sont de plus en plus intenses à mesure que la puissance grimpe.

A partir de ces observations, nous pouvons émettre les deux hypothèses suivantes pour expliquer à la fois les cannelures dans le spectre et les impulsions satellites : soit elles sont dûes à l'intensité crête très importante qui traverse la fibre barreau provoquant alors l'apparition de phénomènes non linéaires tels que la SPM, soit elles sont induites par des multiples impulsions générées par un changement de biréfringence de la fibre barreau à forte puissance. Cependant, en observant en détail la figure 2.63(b), nous voyons sur les spectres coupés à 1035.5nm qu'une petite modulation apparaît justement au delà de 1035.5nm. Cette génération de contenu spectral est typique de la SPM, ce qui tend à confirmer la première hypothèse émise.

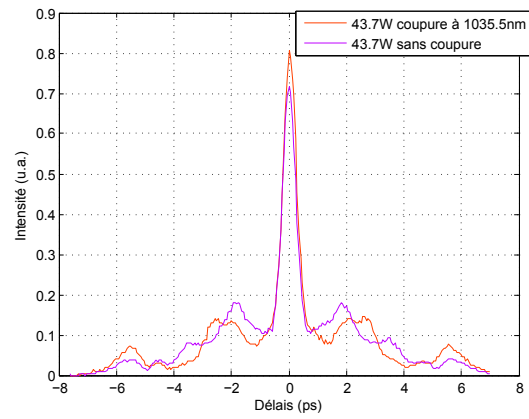
Pour terminer, nous voyons sur la figure 2.63(c) pour une puissance de 43.7W, la différence entre les traces d'autocorrélation obtenues lorsque le spectre est coupé à 1035.5nm dans l'étireur de Öffner, et lorsqu'il ne l'est pas. Nous voyons que cette différence est faible car dans les deux cas les impulsions secondaires sont toujours présentes, seul le délai avec la principale change. Cependant, nous notons tout de même une légère amélioration du point de vue de la durée et de l'intensité de l'impulsion principale.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2.63 – Evolution des non linéarités en fonction de la puissance amplifiée dans l'amplificateur à fibre barreau. (a) Spectres en fonction de la puissance en sortie de compresseur. (b) Comparaison de trois traces d'autocorrélation en fonction de la puissance en sortie de compresseur avec coupure dans la partie rouge du spectre à 1035.5nm. (c) Comparaison de deux traces d'autocorrélation à forte puissance : $P_{sortie_comp} = 47.3W$ avec et sans coupure dans la partie rouge du spectre à 1035.5nm. (Dans les figures (b) et (c) chaque trace est divisée par sa surface puis par le maximum d'intensité de l'ensemble des traces).

2.3.5 Mesure d'intégrale B par interférométrie spectrale

2.3.5.1 Analyse de la relation entre intégrale B et spectre en régime fortement étiré

Une impulsion limitée par transformée de Fourier génère de la SPM induisant un chirp temporel positif. Cependant, il est intéressant de savoir ce qu'il se passe lorsqu'une impulsion est très fortement étirée. Damina N. Schimpf propose une analyse qui permet d'estimer la phase non linéaire générée dans ce cas [94].

Contrairement à la dispersion qui agit dans le domaine fréquentiel, l'effet Kerr à l'origine de la SPM agit dans le domaine temporel. Cependant, une impulsion très fortement étirée voit ses composantes spectrales étalées dans le domaine temporel. Ainsi, pour un spectre très étiré dont les variations d'amplitude sont lentes, il est possible de trouver une expression décrivant les effets de la SPM sur la phase spectrale.

Pour cela, il faut commencer par supposer que les effets de l'étirement liés aux termes de phase du troisième ordre et au delà ($\phi_{etireur}^{(3)}, \phi_{etireur}^{(4)}, \dots$) sont négligeables par rapport à ceux du deuxième ordre ($\phi_{etireur}^{(2)}$). Il se démontre alors simplement que le profil temporel d'une impulsion étirée mime la forme du spectre normalisé $s_{norm}(\omega - \omega_0)$:

$$I(t') = \frac{I_{max}}{2\pi\phi_{etireur}^{(2)}} \cdot s_{norm}\left(t'/\phi_{etireur}^{(2)}\right) \quad (2.48)$$

Ici, le temps t' est dans une fenêtre de référence se déplaçant à la vitesse de groupe évaluée autour de la fréquence centrale ω_0 , et I_{max} la valeur maximale de l'intensité.

En utilisant cette propriété, et le fait que l'intégrale B correspond à la valeur maximale de la phase non linéaire dans le domaine temporel ($B = \max[\Phi_{NL}(t')]$), Damina N. Schimpf démontre dans le domaine temporel, puis dans le domaine spectral, que la phase non linéaire apportée par la SPM suit aussi l'allure du spectre normalisé multiplié par la valeur de l'intégrale B :

– domaine temporel :

$$\Phi_{NL}(t') = B \cdot s_{norm}\left(t'/\phi_{etireur}^{(2)}\right), \quad (2.49)$$

– domaine fréquentiel :

$$\phi_{NL}(\omega) = B \cdot s_{norm}(\omega - \omega_0). \quad (2.50)$$

Par conséquent, nous voyons que la forme du spectre est essentielle pour permettre la compensation de l'intégrale B créée dans les matériaux amplificateurs. Ainsi, si l'on dispose d'un spectre de forme quadratique, l'on peut générer une phase spectrale également quadratique, et dont le signe de la dispersion est négatif. Il est alors possible de trouver une condition pour la compenser simplement en utilisant une longueur adéquat de matériau de dispersion positive.

2.3.5.2 Montage et principe de l'expérience d'interférométrie spectrale

Afin de quantifier les effets non linéaires produits par les surintensités traversants la fibre barreau en régime de forte amplification, nous avons mis en place une expérience d'interférométrie spectrale.

L'idée consiste à faire interférer un signal à mesurer (le signal amplifié dans la fibre barreau : $\varepsilon(\omega) = |\varepsilon(\omega)| e^{-i\phi(\omega)}$) avec un signal de référence (le signal sortant du troisième préamplificateur : $\varepsilon_0(\omega) = |\varepsilon_0(\omega)| e^{-i\phi_0(\omega)}$). La figure d'interférence alors produite permet de remonter à la phase non linéaire ajoutée [95].

Le dispositif expérimental est décrit sur la figure 2.64. Nous avons intercepté le bras d'injection d'un des deux amplificateurs à fibre barreau pour l'utiliser comme signal de référence. Afin d'obtenir un bon contraste, il est nécessaire d'égaliser les puissances qui interfèrent. Or, la différence de puissance entre le signal de référence (1W), et le signal à mesurer (environ 60W), est très importante. C'est pourquoi, nous avons utilisé un miroir non dépoli, et traité en polarisation S, pour lequel un faisceau polarisé en P est réfléchi à 99%, et transmis à 1%. Ainsi, avec une lame demi-onde placée en sortie de l'amplificateur à fibre barreau, nous orientons la polarisation du faisceau suivant P de manière à éteindre la majeure partie de la puissance du côté transmis de ce miroir sur lequel il ne reste plus que 1% de 60W. L'autre partie du faisceau (99% des 60W) est réfléchi par le revêtement du miroir, et termine dans un bloqueur de faisceau. Sur l'autre bras, les 99% de 1W du signal de référence polarisé en P sont réfléchis par ce même miroir. Cela permet de réaliser l'interférence

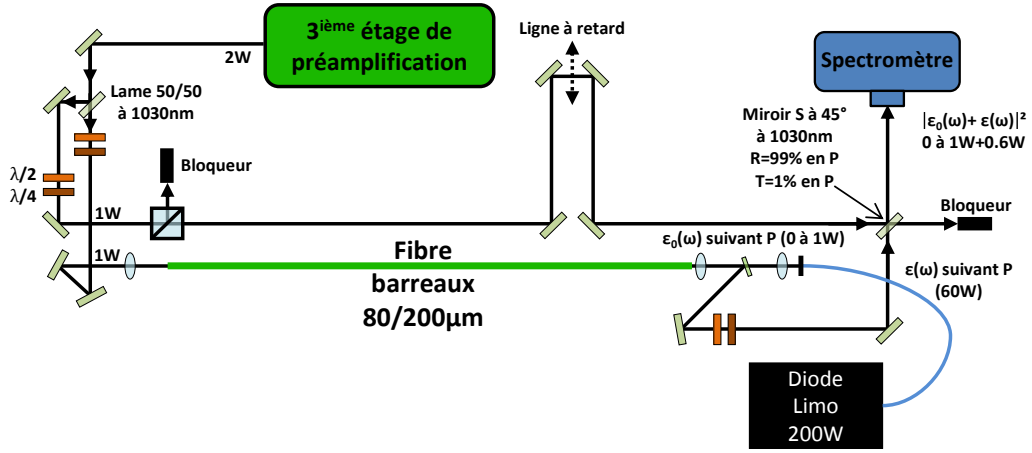


FIGURE 2.64 – Dispositif expérimental de mesure d'intégrale B dans l'amplificateur à fibre barreau par interférométrie spectrale.

entre environ 1W du signal de référence, et 0.6W du signal à mesurer. Cependant, pour rendre ces puissances rigoureusement égales, nous avons dû utiliser sur le signal de référence, un cube précédé d'une lame demi-onde afin d'ajuster finement la puissance transmise. Pour finir, une ligne à retard contrôle le délai τ entre les deux impulsions dont le spectre d'interférence est mesuré à l'aide d'un spectromètre. Le signal obtenu est du type :

$$s(\omega) \propto I_0(\omega) + I(\omega) + 2\sqrt{I_0(\omega)I(\omega)}\cos(\Delta\phi(\omega) + \omega\tau), \quad (2.51)$$

où le contraste des franges V , est défini par :

$$V = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} = \frac{2\sqrt{I_0(\omega)I(\omega)}}{I_0(\omega) + I(\omega)}. \quad (2.52)$$

La phase de l'onde à mesurer $\phi(\omega)$ est la somme de la phase de l'onde de référence $\phi_0(\omega)$, et de la phase non linéaire accumulée dans la fibre barreau $\phi_{NL}(\omega)$. Par conséquent, le terme $\Delta\phi(\omega)$ correspond à :

$$\Delta\phi(\omega) = \phi(\omega) - \phi_0(\omega) = \phi_{NL}(\omega). \quad (2.53)$$

Ainsi pour obtenir la phase non linéaire apportée par la fibre barreau, il faut extraire le déphasage $\Delta\phi(\omega)$ à l'intérieur de l'interférogramme. Il existe pour cela plusieurs méthodes numériques d'analyse dont l'une des plus connues est le traitement de Fourier (Fourier-Transform Spectral Interferometry (FTSI)), que nous utiliserons par la suite.

2.3.5.3 Méthode numérique de Fourier

Principe

La méthode numérique de Fourier [95, 96, 97, 98, 99] est résumée schématiquement sur la figure 2.65. Dans un premier temps, il s'agit d'appliquer une transformation de Fourier inverse au spectre d'interférence $s(\omega)$ afin de passer du domaine fréquentiel au domaine temporel. Le signal obtenu comporte alors deux principales informations : une sur l'enveloppe, et une autre sur les modulations dans le spectre d'interférence. Seule la deuxième nous intéresse car elle contient l'information sur le déphasage. Il s'agit en fait du produit de corrélation $F(t - \tau) = E_0(t) \otimes E(t - \tau)$. Si

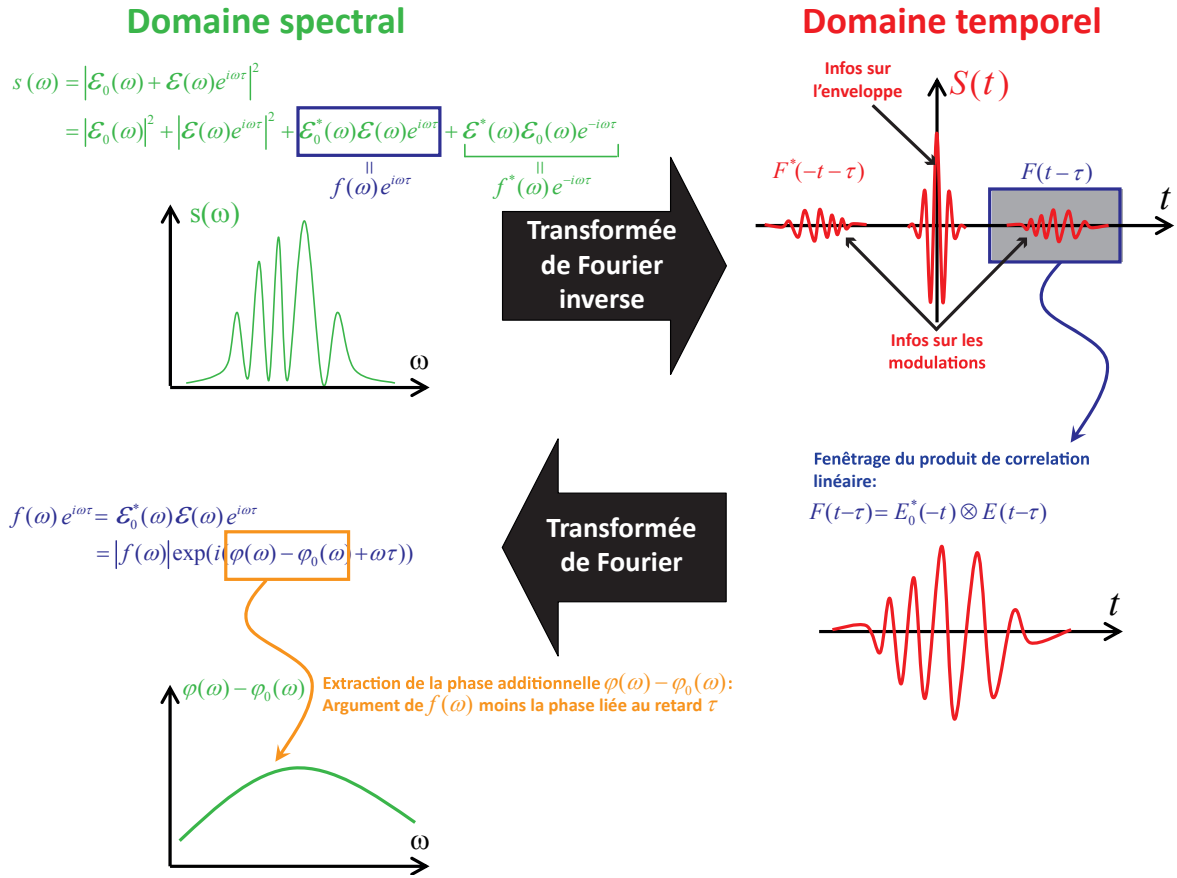


FIGURE 2.65 – Schéma de principe décrivant la méthode de Fourier pour extraire le terme de déphasage $\Delta\phi(\omega) = \phi(\omega) - \phi_0(\omega)$ dans une expérience d'interférométrie spectrale linéaire [95].

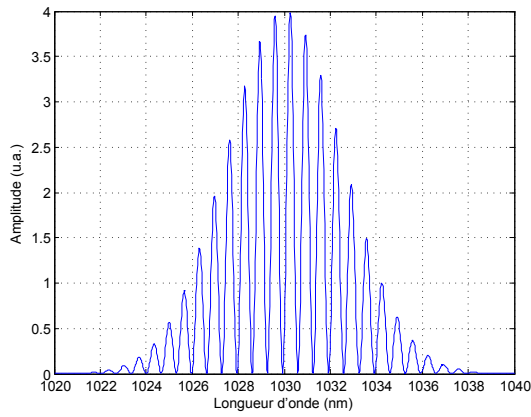
le retard τ est suffisant, il n'y a pas recouvrement entre ces deux parties du signal $S(t)$. Il est alors possible d'extraire $F(t - \tau)$ par un fenêtrage numérique, et lui appliquer ensuite une transformation de Fourier de manière à repasser dans le domaine fréquentiel. Il est alors possible d'isoler le terme $f(\omega)e^{i\omega\tau} = |\varepsilon_0(\omega)| |\varepsilon(\omega)| \exp(i(\Delta\phi + \omega\tau))$, dans lequel il suffit de prendre l'argument pour connaître le déphasage $\Delta\phi + \omega\tau$. Pour finir, il reste à soustraire le terme de phase liée au retard τ pour ne garder que le déphasage $\Delta\phi(\omega) = \phi_{NL}(\omega)$ qui nous intéresse.

Exemple théorique

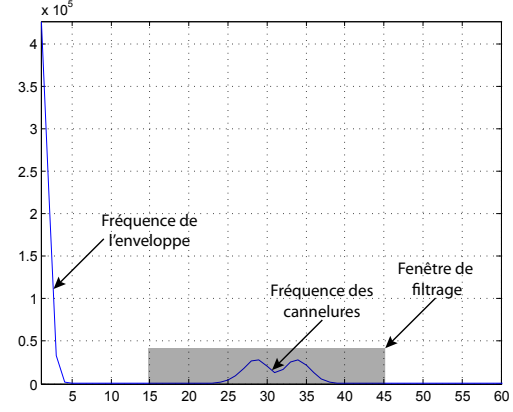
Nous étudions ici un exemple théorique d'interférométrie spectrale pour bien illustrer la méthode numérique de Fourier que nous allons ensuite utiliser expérimentalement. Rappelons que son objectif est de retrouver le terme de déphasage entre l'onde à analyser et l'onde de référence à partir du spectre d'interférence. Il s'agit de la même analyse utilisée pour les méthodes de SPIDER, Frequency Domain Imaging (FDI), ou Complete Reconstruction of Attosecond Bursts (CRAB).

La figure 2.66(a) montre un exemple d'interférogramme calculé théoriquement à partir de l'interférence entre deux impulsions identiques, séparées temporellement de 8ps, et dont le spectre présente une forme gaussienne, large de 6nm à mi-hauteur, et centré autour de 1030nm. En se basant sur l'analyse de Damina N. Schimpf en régime fortement étiré [94] (voir partie 2.3.5.1), nous avons arbitrairement donné une valeur d'intégrale B de 6rad à l'impulsion à analyser. La phase non linéaire ajoutée suit donc la forme gaussienne du spectre avec une largeur à mi-hauteur de 6nm, et

une amplitude maximale de 6rad.



(a) Interférogramme théorique.



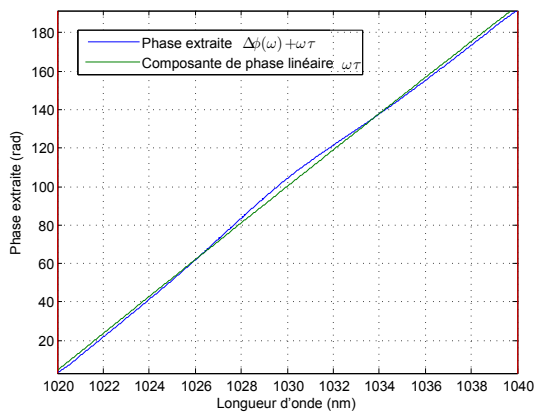
(b) Module de la transformée de Fourier de l'interférogramme.

FIGURE 2.66 – Illustration théorique d'une expérience d'interférométrie spectrale. Nous supposons un spectre gaussien large de 6nm et centré autour de 1030nm, le délai entre les deux impulsions est fixé à 8ps, et l'intégrale B de l'impulsion à mesurer vaut 6rad.

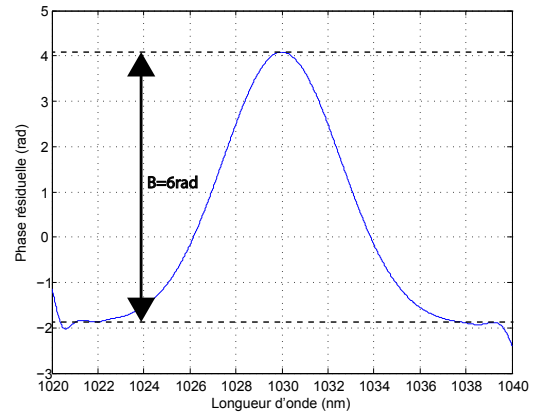
La première étape de l'analyse est donc la transformation de Fourier inverse de l'interférogramme. Le résultat numérique de cette opération est visible sur la figure 2.66(b). Nous pouvons observer en gris sur cette figure le fenêtrage appliqué pour ne conserver que la partie $F(t - \tau)$ contenant l'information sur les modulations du spectre d'interférence, et donc sur le déphasage.

Ensuite, nous appliquons une transformation de Fourier au signal obtenu après fenêtrage, puis nous en traçons l'argument sur la figure 2.67(a) qui correspond au déphasage $\Delta\phi(\omega) + \omega\tau$.

Enfin, il convient de soustraire la composante linéaire de ce déphasage pour obtenir la phase résiduelle produite par l'intégrale B. Pour cela, nous effectuons un fit linéaire autour de la longueur d'onde centrale.



(a) Argument de $f(\omega)e^{i\omega\tau}$: $\phi_{NL}(\omega) + \omega\tau$



(b) Phase résiduelle : $\phi_{NL}(\omega)$

FIGURE 2.67 – Méthode numérique d'extraction de la phase spectrale.

Le résultat final montrant la phase résiduelle correspondant à la phase non linéaire ajoutée $\phi_{NL}(\omega)$ est présenté sur la figure 2.67(b). Comme attendu, la phase non linéaire est le produit du

spectre gaussien normalisé large de 6nm et centré autour de 1030nm, par la valeur d'intégrale B (6rad) : $\phi_{NL}(\omega) = B \cdot s_{norm}(\omega - \omega_0)$.

2.3.5.4 Mesure expérimentale d'interférométrie spectrale à basse puissance

La première expérience de mesure d'intégrale B est réalisée pour une très faible puissance de pompage de la fibre barreau (environ 3W). La puissance amplifiée qui en sort est alors proche de 1W. Pour cette raison, nous éteignons fortement le bras de référence à l'aide de la lame demi-onde et du cube polariseur, ce qui assure l'équilibre entre les deux bras de l'interféromètre. Le montage expérimental est rigoureusement semblable à celui de la figure 2.64 mais à basse puissance.

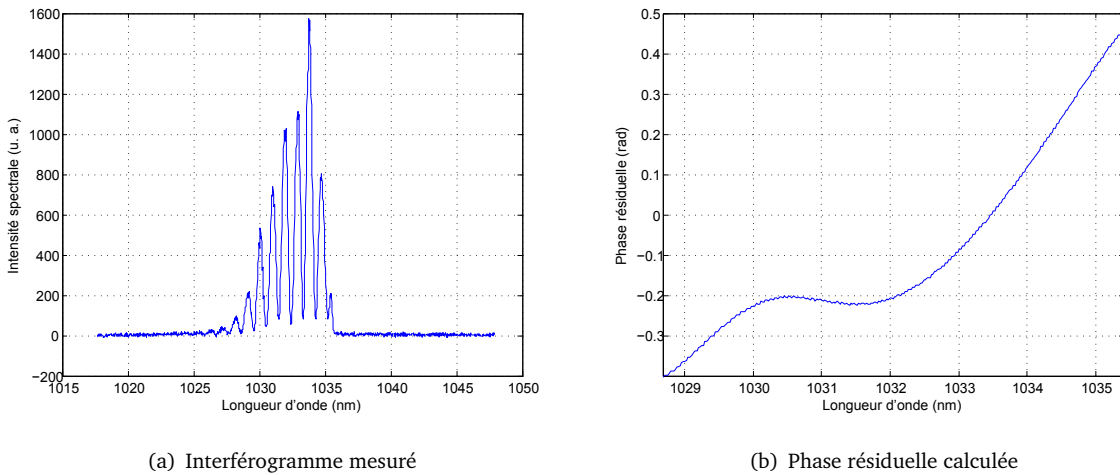


FIGURE 2.68 – Résultats de l'expérience d'interférométrie spectrale à basse puissance.

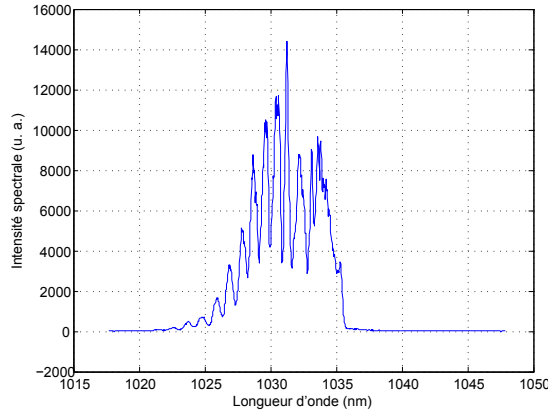
La figure 2.68(a) montre l'interférogramme obtenu, alors que la figure 2.68(b) présente la phase résiduelle reconstruite par la méthode de Fourier décrite dans la partie précédente.

Nous constatons que l'amplitude des variations de phase autour de la longueur d'onde centrale (1030nm) se révèle très faible car elle ne dépasse pas 1rad. Nous pouvons raisonnablement conclure que pour une si faible puissance à la sortie de la fibre barreau, quasiment aucun effet d'automodulation de phase ne se produit dans la fibre, et par conséquent il n'y a pas d'influence sur la recompression des impulsions.

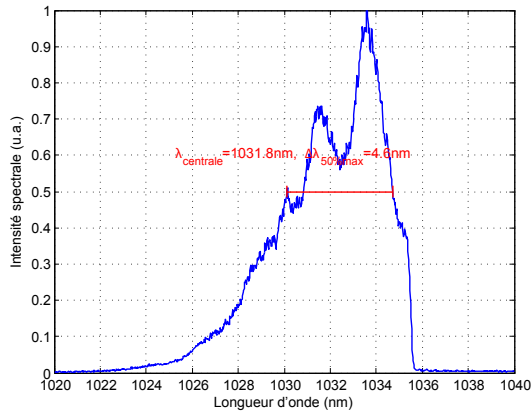
2.3.5.5 Mesure expérimentale d'interférométrie spectrale à forte puissance

Dans un deuxième temps, nous avons effectué la même mesure dans un régime de forte amplification pour lequel la puissance à la sortie de la fibre barreau est d'environ 60W. Le montage visible sur la figure 2.64 reste à nouveau inchangé.

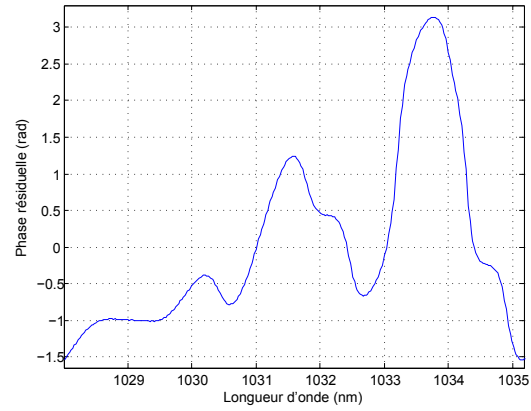
La figure 2.69(a) montre l'interférogramme mesuré. Nous pouvons remarquer que contrairement à l'interférogramme obtenu à basse puissance (voir figure 2.68(a)), le contraste des franges a très fortement diminué, passant de $V \approx 0.9$ dans le premier cas, à $V \approx 0.6$ dans le deuxième. Pour expliquer ce phénomène nous avons d'abord envisagé de l'imputer à l'augmentation de l'ASE à forte puissance. Cependant, nous en avons mesuré 200mW sur un total de 60W de puissance amplifiée, ce qui représente seulement 0.3% du signal et n'explique pas une telle réduction de contraste.



(a) Interférogramme mesuré



(b) Spectre de référence



(c) Phase résiduelle

FIGURE 2.69 – Résultats de l'expérience d'interférométrie spectrale à forte puissance.

L'autre possibilité que nous envisageons tient dans le fait que la divergence du faisceau varie avec la puissance amplifiée dans la fibre barreau (voir partie 2.4.1)

Par ailleurs, la figure 2.69(c) représente la phase résiduelle résultant de l'analyse de l'interférogramme avec la méthode numérique de Fourier. Nous constatons d'importantes variations de phase autour de la longueur d'onde centrale. En effet, celle-ci varie de -1.5 à +3.5rad. D'autre part, en comparant l'allure du spectre de référence à l'allure de la phase spectrale reconstruite, nous voyons que ces profils sont très similaires, ce qui confirme encore une fois l'analyse de Damina N. Schimpf [94]. En se basant donc sur celle-ci, nous pouvons extraire la valeur de l'intégrale B générée dans la fibre barreau, qui correspond à l'amplitude maximale des variations de la phase spectrale, soit 5rad pour environ 60W de signal amplifié.

En conclusion de cette partie, nous avons pu mettre en évidence que la pompe CPA fibrée fonctionne dans un régime fortement non linéaire du fait des contraintes matérielles imposées par les dimensions limitées des tables optiques et des réseaux que nous utilisons. La phase spectrale résiduelle mesurée, résultant de la SPM générée dans la fibre barreau, présente un profil assez chaotique difficile à recomprimer. Cependant, comme nous l'avons vu, en régime fortement étiré, le profil de la phase spectrale ajoutée par la SPM suit la forme du spectre normalisé $s_{norm}(\omega - \omega_0)$. C'est pourquoi,

afin d'envisager une meilleure recompression des impulsions en fin de chaîne, il serait intéressant de pouvoir mettre en forme le profil du spectre de manière à obtenir une phase spectrale quadratique dont le signe de la dispersion est négatif. Cela permettrait une meilleure compensation de la phase non linéaire ajoutée, soit en insérant simplement une longueur appropriée de matériau de dispersion positive, soit en changeant la distance entre les réseaux du compresseur.

2.3.6 Compression simultanée des deux lignes d'amplification à forte puissance

La partie précédente a mis en évidence une limitation importante liée aux non linéarités produites dans les amplificateurs à forte puissance. Pour augmenter encore la puissance disponible pour le pompage des différents étages de NOPCPA sans accroître d'avantage les non linéarités dans la fibre barreau, nous avons donc choisi de mettre en place un deuxième amplificateur identique au premier et monté en parallèle. Cependant, afin de réduire le coût financier et l'espace occupé par cette deuxième ligne, la compression des deux faisceaux amplifiés a été réalisée dans un seul et même compresseur.

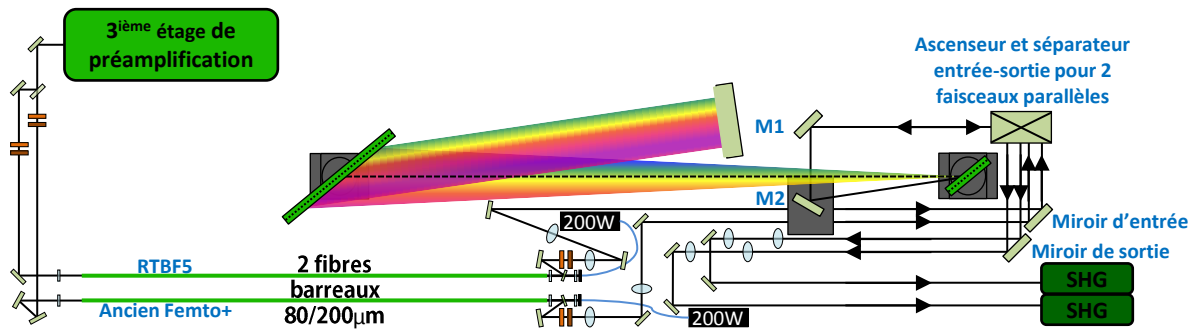


FIGURE 2.70 – Montage optique du compresseur à deux faisceaux.

Le montage de ce dispositif est donné sur la figure 2.70. En utilisant les grandes dimensions des réseaux en hauteur (11cm), il a été possible d'injecter chaque ligne d'amplification à l'intérieur du compresseur avec suffisamment d'espace pour éviter tout recouvrement. Afin de garantir des trajets optiques identiques pour conserver la même compression sur chaque ligne, les deux faisceaux doivent être parfaitement parallèles à l'entrée du dispositif. Un large miroir d'entrée (carré de 2 par 2") à 1030nm permet d'injecter les deux faisceaux dans un ascenseur qui transforme le décalage latéral entre les deux lignes parallèles, en un décalage vertical. Les deux faisceaux décalés verticalement sont ensuite alignés dans le compresseur à l'aide de deux grands miroirs à 1030nm. L'ensemble de ces deux miroirs, ainsi que les miroirs de l'ascenseur et du dièdre, sont tous rectangulaires, et mesurent 4 par 2". De cette manière, chacun d'eux dispose de l'espace nécessaire pour réfléchir les trajets aller et retour des deux faisceaux dans le compresseur. Enfin, les deux lignes sont extraites du dispositif sur un large miroir de sortie (carré de 2 par 2") à 1030nm, puis des miroirs classiques (1") à 1030nm séparent les deux faisceaux pour être manipulés sur deux lignes indépendantes.

Une fois ce dispositif mis en place, nous avons réalisé différentes mesures d'autocorrélations sur les deux lignes recomprimées. La première mesure visible sur la figure 2.71(a), a été réalisée en optimisant le réglage du couple étireur-compresseur de manière à obtenir la durée la plus courte

possible sur le premier amplificateur à forte puissance monté avec la fibre barreau nommée « Ancien Femto+ ». Celle-ci délivrait alors une puissance amplifiée de 35W avec des impulsions de 374fs.

Par la suite, nous avons conservé ce réglage du couple étireur-compresseur, et mesuré une trace d'autocorrélation (voir figure 2.71(b)) sur la deuxième ligne d'amplification à forte puissance sur laquelle était montée la fibre barreau nommée RTBF5. La mesure réalisée également à une puissance amplifiée de 35W, donne une durée assez proche du premier amplificateur de 440fs.

Toujours en conservant ce réglage du couple étireur-compresseur, nous avons augmenté le pompage du deuxième amplificateur pour sortir d'avantage de puissance amplifiée (48W). La trace d'autocorrélation alors mesurée (voir figure 2.71(c)), montre que la durée a sensiblement augmenté en passant à 874fs.

Pour finir, nous avons modifié le réglage du couple étireur-compresseur de façon à minimiser la durée de la deuxième ligne d'amplification (RTBF5) tout en conservant une puissance amplifiée de 48W. Nous constatons dans ce cas que la durée minimale est de 391fs (voir figure 2.71(d)).

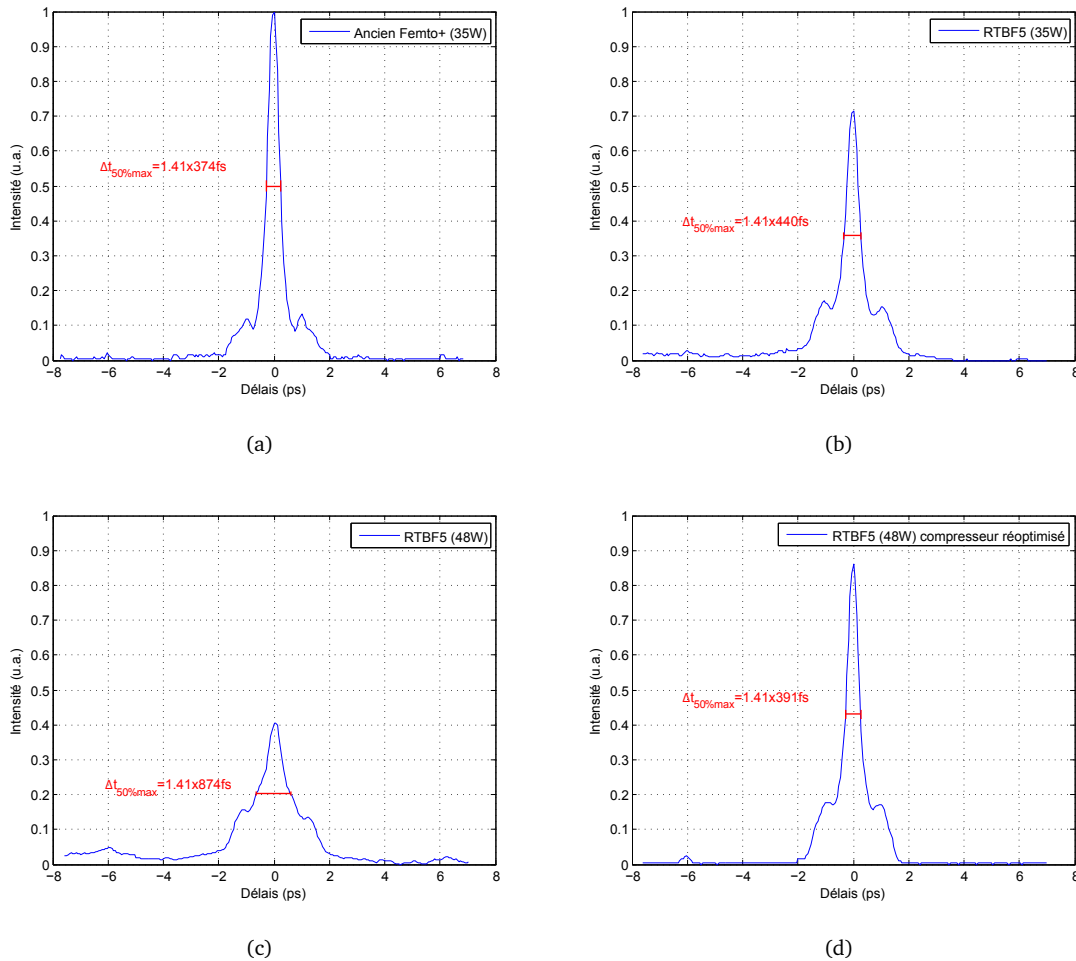


FIGURE 2.71 – Compression des deux faisceaux sortant des deux amplificateurs à forte puissance dans un seul et unique compresseur à réseaux. (a) Ancien Femto+ (35W). (b) RTBF5 (35W). (c) RTBF5 (48W). (d) RTBF5 (48W) avec réoptimisation du compresseur.

L'analyse de ces résultats démontre clairement que lorsque la puissance amplifiée est la même dans les deux lignes, la quantité de non linéarités générée dans chaque fibre est sensiblement la même, c'est pourquoi nous obtenons des résultats voisins pour les deux premières mesures de du-

rée (374 et 440fs). Cependant, cette légère variation de 66fs peut être expliquée par la différence de longueur entre les deux fibres barreaux « Ancien Femto+ » et RTBF5. En effet, la première mesure 112cm contre 121cm pour la deuxième (voir tableau 2.25). Bien que la majeure partie des non linéarités se fasse sur les derniers centimètres d'une fibre, cette différence de longueur (11cm) peut-être à l'origine d'une phase non linéaire plus importante, et par conséquent d'une compression différente en sortie de chaîne. Enfin, comme attendu, le fait d'accroître la puissance du deuxième amplificateur sans modifier le réglage du couple étireur-compresseur, conduit à une forte augmentation de la durée des impulsions (d'un facteur 2 environ), résultat d'une quantité de phase non linéaire générée dans la fibre barreau plus importante.

En conclusion, pour utiliser ce dispositif de double compression, il est indispensable de travailler à non linéarités égales dans les deux amplificateurs à forte puissance. Pour cela, il faut des puissances amplifiées et des longueurs de fibres voisines, ainsi qu'un alignement parfaitement parallèle entre les deux faisceaux traversant le compresseur.

Une alternative possible à la double compression : la combinaison cohérente

L'expérience précédente de compression simultanée des deux lignes d'amplification dans un seul compresseur a posé une nouvelle limitation en terme de puissance disponible. En effet, sachant que nous travaillons dans un régime CPA non linéaire, nous sommes contraints d'égaliser les puissances émises sur chaque amplificateur afin de générer des phases non linéaires identiques, et obtenir les mêmes durées d'impulsions sur chaque ligne après compression. Or, la puissance maximale que l'on peut potentiellement extraire sur chacune des lignes n'est pas forcément la même. Ainsi, nous pouvons être obligés de limiter un des deux amplificateurs. D'autre part, une contrainte supplémentaire évidente réside dans la difficulté à aligner ce type de compresseur.

Cependant, il serait possible d'envisager une autre technique basée sur la combinaison cohérente de faisceaux. Toujours dans le but de limiter les effets non linéaire, cette méthode consiste à amplifier parallèlement deux faisceaux (ou plus) issus d'une même source pour les recombiner ensuite de manière cohérente [100]. Il existe deux méthodes : l'une dite active (voir figure 2.72(a)), et l'autre passive (voir figure 2.72(b)).

Dans la première, le signal est divisé en deux faisceaux dans un cube polariseur. Chacun d'eux est amplifié séparément puis ils sont recombinés dans un deuxième cube. Le déphasage lié au retard de groupe entre les deux lignes est ajusté à l'aide d'une longueur adéquate de fibre passive et d'une ligne retard, puis le déphasage correspondant aux ordres 0, 2, et au delà est ajusté grâce à un modulateur accousto-optique asservi sur le signal de sortie. Bien qu'efficace [101], cette méthode reste assez lourde, et complique sérieusement le dispositif.

La deuxième méthode utilise un interféromètre de type Sagnac dans lequel sont insérés deux amplificateurs parfaitement identiques. Un polariseur sépare une impulsion d'entrée en deux répliques. Celles-ci parcourent l'interféromètre en sens opposés, et sont amplifiées dans chaque amplificateur de manière à atteindre la même énergie. Si les deux répliques sont autant amplifiées, et qu'elles parcourent le même chemin optique, alors elles accumulent la même phase, et se recombinent dans le cube polariseur. Cette technique de stabilisation de phase passive a déjà fait ses preuves puisqu'elle a permis en 2012 à Yoann Zaouter et son équipe d'obtenir un faisceau recombinaison présentant des impulsions de $650\mu\text{J}$ à 92kHz, recomprimées à 300fs [103].

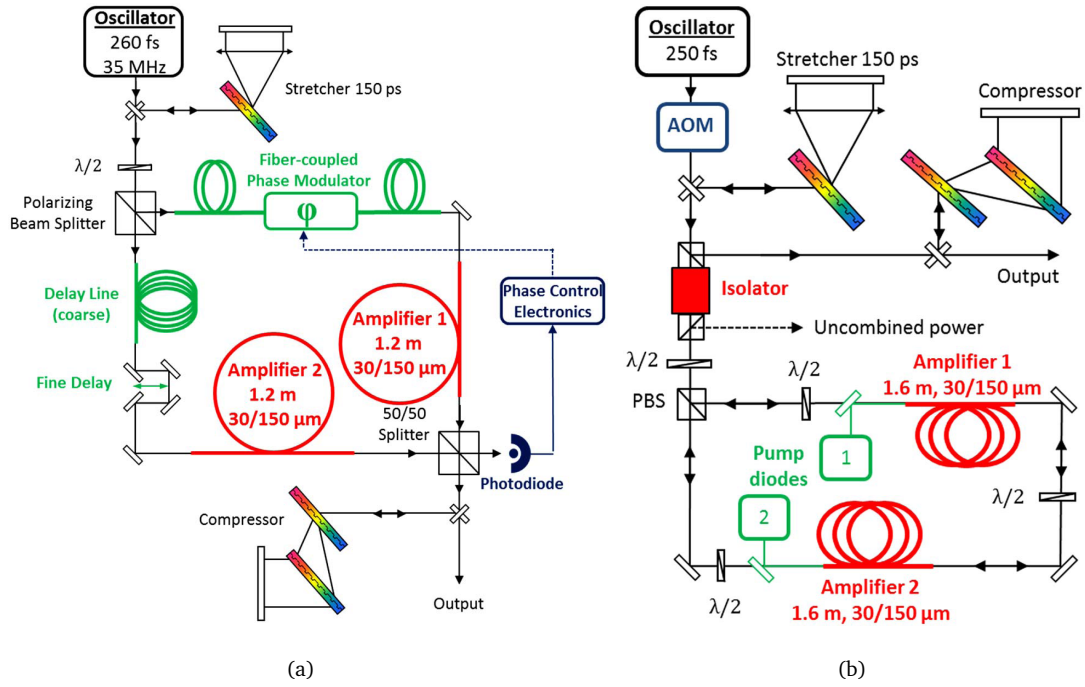


FIGURE 2.72 – Deux exemples de montages optiques d’expériences de combinaison cohérente. (a) Méthode active [101]. (b) Méthode passive [102].

2.4 Doublage de fréquence

Dans la dernière partie de ce chapitre, nous abordons l’étape finale de mise en forme des pompes CPA fibrées pour les deux ou trois étages de NOPCPA décrits dans le chapitre suivant. Le pompage devant s’effectuer à 515nm, nous avons doublé la fréquence du fondamental à 1030nm par génération de second harmonique dans un cristal non linéaire. Le dispositif consiste à focaliser le faisceau fondamental dans un cristal doubleur, avec un angle d’incidence satisfaisant la condition d’accord de phase parfaite sur les indices ordinaire et extraordinaire du cristal (voir partie 1.6.1.1). Cependant, le rendement de conversion est très sensible à l’intensité crête des impulsions, et entre autres, à la taille du faisceau dans le cristal. En effet, un faisceau dont le diamètre est trop large, diminue l’intensité dans un cristal doubleur, et donc le rendement de conversion. En revanche, un faisceau trop petit produit une surintensité dans le cristal à l’origine d’effets non linéaires indésirables comme la lumière blanche. Le dispositif de focalisation doit donc être conçu de manière à saturer l’efficacité sans pour autant atteindre le seuil d’apparition de ces effets.

Nous présentons d’abord une étude portant sur l’évolution des caractéristiques spatiales du faisceau focalisé (sans cristal doubleur) en sortie de compresseur, et en fonction de la puissance extraite de l’amplificateur à fibre barreau. Nous poursuivons par une série d’expériences visant à tester différents cristaux à disposition afin de choisir le plus approprié pour la chaîne. Et nous terminons sur l’optimisation finale du premier bras doublé à 515nm pour le pompage des deux premiers étages de NOPCPA.

2.4.1 Mesure du facteur M^2 en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur à fibre barreau

Lors des premières études menées sur le doublage de fréquence de la pompe CPA fibrée, nous avons rapidement constaté que l'efficacité de doublage chutait fortement avec l'augmentation du pompage de l'amplificateur à fibre barreau. Après avoir effectué de longues expertises sur la qualité temporelle du faisceau présentées dans la partie 2.3, nous avons cherché à contrôler sa qualité spatiale. En effet, nous nous sommes demandés si les caractéristiques spatiale du faisceau focalisé en sortie de compresseur changeaient avec la puissance extraite de l'appliqueur à fibre barreau.

Un bon critère pour connaître la qualité spatiale du faisceau est le facteur M^2 . Il permet d'évaluer si le mode du faisceau est proche ou non du mode gaussien fondamental idéal TEM_{00} . Si celui-ci vaut 1, il s'agit du mode fondamental TEM_{00} . En revanche, s'il est supérieur à 1, il s'agit d'un mode d'ordre supérieur. Le rayon $w(z)$ à $1/e^2$ d'un faisceau gaussien TEM_{mn} d'ordre quelconque est le produit du rayon à $1/e^2$ d'un faisceau gaussien fondamental et du paramètre M , ce qui donne :

$$w(z) = w_0 \sqrt{M^2 + \left(\frac{z - z_0}{z_R} \right)^2} \quad (2.54)$$

où z_0 , est la position de la tâche focale sur l'axe de propagation du faisceau, w_0 son rayon à $1/e^2$, et z_R la longueur de Rayleigh qui varie inversement avec le facteur M^2 :

$$z_R = \frac{1}{M^2} \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \quad (2.55)$$

On peut également définir la divergence de ce mode qui augmente proportionnellement avec le facteur M^2 :

$$\theta = M^2 \frac{\lambda}{\pi w_0}. \quad (2.56)$$

Si celui-ci vaut 1, le faisceau est parfaitement monomode, la longueur de Rayleigh est maximale et la divergence minimale.

En théorie, pour une fibre barreau 80/200 μ m, le constructeur assure une valeur du facteur M^2 égale à 1.3. Cependant, les fibres que nous possédons figurent parmi les premiers prototypes réalisés. Nous avons donc contrôlé leur qualité en mettant au point un dispositif de mesure du facteur M^2 du faisceau autour de la zone où celui-ci est focalisé dans le cristal doubleur. Pour ce faire, nous avons fixé sur un rail une caméra CCD, enregistrant le profil du faisceau à différentes positions le long de l'axe de propagation. Sur chaque profil, le diamètre $2w(z)$ est mesuré suivant les axes horizontaux et verticaux. Après avoir calculé la moyenne sur ces deux axes, le fit des points expérimentaux suivant l'équation 2.54 donne différents paramètres du faisceau tels que : la position z_0 du point de focalisation sur l'axe de propagation, le rayon w_0 de la tâche focale, et le facteur M^2 du faisceau. Ces mesures effectuées pour différentes valeurs de puissances extraites de la fibre barreau sont tracées sur la figure 2.73.

Les résultats montrent que le mode spatial du faisceau évolue avec la puissance amplifiée dans la fibre barreau. En effet, pour une puissance de 1W le facteur M^2 vaut 1.2, puis il augmente jusqu'à 1.6 à 24W, et retombe ensuite à 1.3 pour 52W. Cette évolution n'est donc pas linéaire. Un plus grand nombre de mesures avec un pas de puissance plus petit, permettrait de dégager une courbe d'évolution plus précise. Cependant, nous pouvons conclure que le paramètre M^2 est bien sensible à

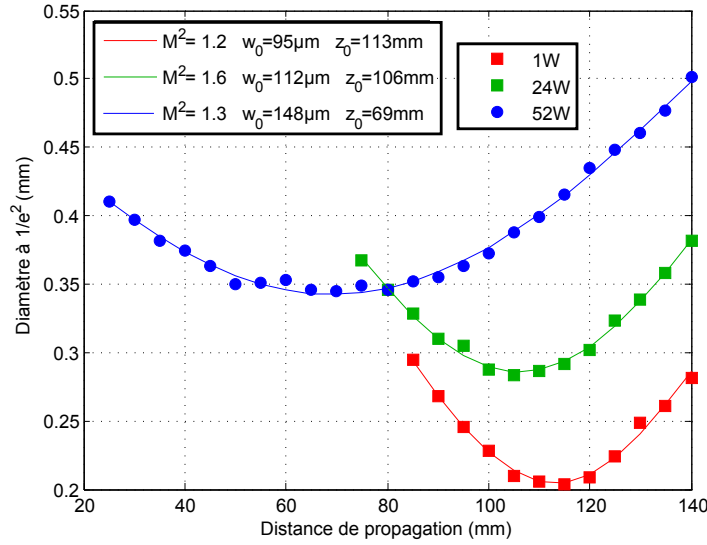


FIGURE 2.73 – Mesure du facteur M^2 en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur à fibre barreau.

la puissance, tout comme la longueur de Rayleigh, ainsi que la divergence du faisceau. Par ailleurs, nous observons également un déplacement du point focal de 44mm ainsi qu'une variation de son diamètre de $106\mu\text{m}$ entre la mesure à basse puissance (1W), et la mesure à forte puissance (52W).

En conclusion, les caractéristiques spatiales du faisceau sont fortement dépendantes de la puissance extraite de la fibre barreau. L'élaboration de tout dispositif de mise en forme spatial du faisceau, tel que sa focalisation dans le cristal doubleur, doit donc se faire dans les conditions d'utilisation, c'est-à-dire à pleine puissance. Ceci ne facilite pas la tâche de l'expérimentateur, car il n'est pas aisé de manipuler de telles puissances, supérieures à une cinquantaine de Watts.

2.4.2 Test de différents cristaux pour le doublage de fréquence (BBO, BiBO, KDP, LBO)

Afin de déterminer expérimentalement le meilleur cristal pour le doublage de la pompe CPA, nous avons testé 6 cristaux à disposition, de quatre types différents, et de longueurs variables :

- BBO, $L=1$ et 2mm ,
- Bismuth Borate (BiB_3O_6) (BiBO), $L=1$ et 2mm ,
- Potassium Dihydrogen Phosphate (KH_2PO_4) (KDP), $L=2\text{mm}$,
- Lithium Triborate (LiB_3O_5) (LBO), $L=4\text{mm}$.

Notons que ces longueurs sont plusieurs fois supérieures aux longueurs non linéaires L_{NL} , calculées pour un éclairement d'environ $200\text{GW}\cdot\text{cm}^{-2}$ dans le tableau 1.5 du chapitre 1. De ce fait, l'efficacité de doublage est en théorie saturée.

A environ 1m de la sortie du compresseur, nous avons placé notre dispositif de focalisation du faisceau composé d'une simple lentille de grande focale ($f=2\text{m}$). A l'exception du cristal de LBO qui produit plus facilement de la lumière blanche à cause de sa longueur importante (4mm), nous avons travaillé avec des diamètres de faisceaux identiques sur les différents cristaux. En commençant la première expérience avec le BBO, le rayon à $1/e^2$ du faisceau à l'intérieur du cristal a été ajusté à environ $350\mu\text{m}$ en déplaçant simplement le cristal autour du foyer le long de l'axe de propagation.

Précisons que ce réglage a été effectué à pleine puissance ($\approx 50W$), et de manière à obtenir un diamètre de faisceau donnant une efficacité maximale sans produire de lumière blanche. Pour les deux autres cristaux de BiBO et de KDP, ce diamètre a été conservé. Cependant, pour le LBO, l'opération d'ajustement a été reproduite, et a donné un rayon à $1/e^2$ optimal de $690\mu m$. Ajoutons enfin que nous mesurons ce jour là un contraste en puissance de 93% entre les trains à 100kHz et 77MHz, et des impulsions de 770fs à la sortie du compresseur. De plus, l'ASE est inexistante en sortie de chaîne car elle est globalement éliminée par le train d'impulsions résiduel à 77MHz.

L'ensemble des cristaux a donc été testé en faisant varier la puissance du fondamental (de 0 à 50W) en changeant le pompage de l'amplificateur à fibre barreau, puis en mesurant la puissance doublée après deux miroirs à haute réflexion à 515nm, et haute transmission à 1030nm. Les résultats de ces mesures sont donnés sur la figure 2.74(a).

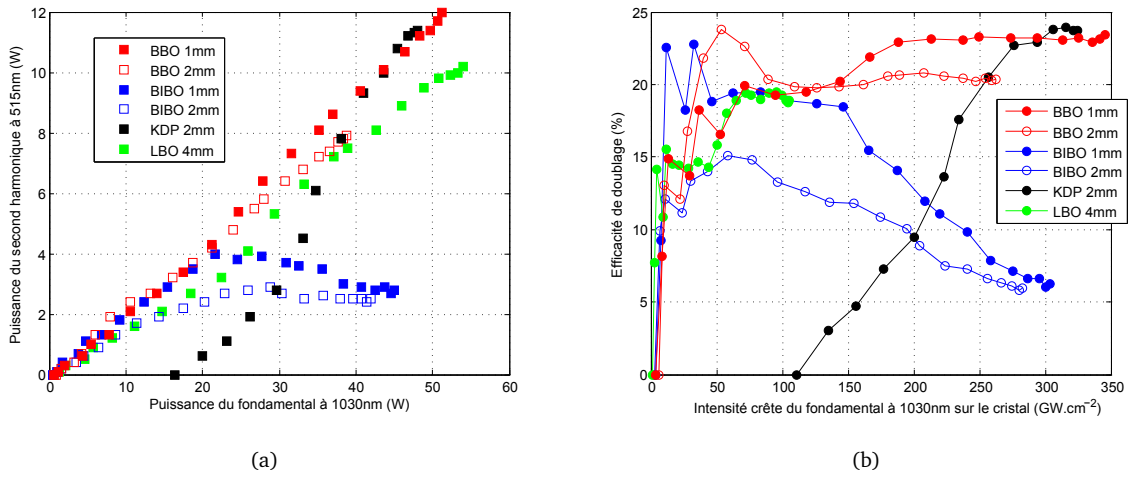


FIGURE 2.74 – Processus SHG en fonction des différents cristaux. Le contraste en puissance est de 93% entre les trains à 100kHz et 77MHz, et l'ASE est inexistante. (a) Evolution de la puissance doublée : $P_{2\omega} = f(P_{\omega})$. (b) Evolution de l'efficacité $\eta_{2\omega} = f(I_{\omega}) = P_{2\omega}/P_{\omega}$. A pleine puissance ($\approx 50W$), le rayon à $1/e^2$ dans les cristaux de BBO, BiBO, et KDP est de $350\mu m$, et de $690\mu m$ dans le LBO, et la durée à mi-hauteur des impulsions dans le cristal est de 770fs déconvoluée par une gaussienne. L'intensité crête est évaluée à partir de ces valeurs quelle que soit la puissance.

Nous remarquons d'abord dans le cas du BiBO, que les courbes présentent des points de décrochements aux alentours de 20 et 10W de fondamental, pour des longueurs respectives de cristaux de 1 et 2mm. Cela s'explique par la production de lumière blanche que nous avons pu observer à l'oeil nu à partir de ces puissances. Afin de tenter d'éviter ce phénomène, nous avons augmenté la taille du faisceau dans le BiBO. Cependant, il a été impossible de trouver une configuration adéquate évitant la génération de lumière blanche tout en gardant une efficacité de doublage acceptable à pleine puissance (au moins supérieure à 20%). C'est pourquoi nous avons décidé de ne pas utiliser ce cristal pour la chaîne.

La courbe de doublage du KDP témoigne elle aussi d'une évolution inhabituelle. En effet, une puissance seuil de 20W (soit une intensité crête d'environ $135GW.cm^{-2}$!) est nécessaire pour déclencher le processus de doublage. Ensuite, l'efficacité qui est tracée sur la figure 2.74(b), augmente lentement pour enfin saturer à un peu moins de 24%, ce qui donne au mieux 11.4W de puissance doublée.

L'évolution de la puissance doublée dans le cas des cristaux de BBO et de LBO est déjà plus proche du modèle théorique pour un accord de phase parfait en régime de forte déplétion de la pompe (voir partie 1.5.2.2) :

$$P_{2\omega} = f(P_\omega) = P_\omega \tanh^2 \left(4\pi d_{eff} \sqrt{\frac{2P_\omega}{\epsilon_0 c n_\omega^2 n_{2\omega} \lambda^2 \Delta t \frac{\pi \omega^2}{2} f_{rep}}} L \right) \quad (2.57)$$

ou en terme d'efficacité :

$$\eta_{2\omega} = g(I_\omega) = \tanh^2 \left(4\pi d_{eff} \sqrt{\frac{2I_\omega}{\epsilon_0 c n_\omega^2 n_{2\omega} \lambda^2}} L \right) \quad (2.58)$$

avec P_ω la puissance moyenne du fondamental à l'entrée du cristal de longueur L , $P_{2\omega}$ la puissance moyenne du second harmonique à la sortie, I_ω l'intensité crête du fondamental sur le cristal, w le rayon à $1/e^2$ du fondamental dans le cristal, f_{rep} la cadence du laser, et Δt la durée des impulsions du fondamental. Les courbes théoriques d'évolution de la puissance doublée ($P_{2\omega} = f(P_\omega)$), et de l'efficacité de doublage ($\eta_{2\omega} = g(I_\omega) = P_{2\omega}/P_\omega$) dans le cristal de BBO de 1mm sont tracés sur la figure 2.75.

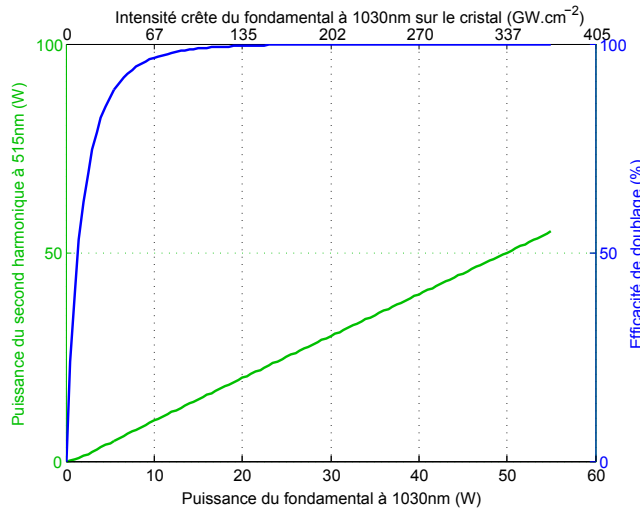


FIGURE 2.75 – Courbes théoriques de l'évolution du processus de doublage de fréquence pour un cristal de BBO de 1mm.

Au départ, l'efficacité croît de façon quasi-linéaire, puis elle s'amortit pour enfin saturer au delà 135 GW.cm^{-1} , à une valeur maximale théorique de 100%. Ce modèle est intéressant pour comprendre l'évolution du processus. Cependant, il reste bien éloigné de la réalité en terme d'efficacité maximale de doublage. En effet, il est en pratique impossible d'obtenir une efficacité de 100%. Pour espérer s'en approcher, il faudrait disposer d'impulsions de type « flat-top », très difficiles à réaliser avec ce genre de laser dont les profils temporels et spatiaux sont naturellement plutôt gaussien.

En comparant les courbes d'efficacités expérimentales dans le BBO et le LBO avec le modèle théorique précédent (voir figure 2.74(b)), nous retrouvons ce comportement typique de croissance puis de saturation de l'efficacité. Pourtant, nous voyons que les courbes expérimentales présentent des fluctuations. Celles-ci peuvent provenir de la dépendance des caractéristiques spatiales et temporelles des impulsions avec la puissance sortant de l'amplificateur à fibre barreau (voir parties

2.3.4 et 2.4.1). En conséquence, l'intensité du fondamental dans le cristal n'augmente pas linéairement avec la puissance, donnant une allure un peu chahutée aux courbes d'efficacités du BBO et du LBO.

Pour finir, d'après la comparaison des 6 courbes d'efficacités données sur la figure 2.74(b), le meilleur candidat à pleine puissance est le cristal de BBO, avec une efficacité saturant à environ 23%, pour une puissance doublée de 12W. Ceci dit, cette valeur est relativement faible pour ce type de laser : l'efficacité maximale attendue tourne plutôt autour de 50 à 60%.

2.4.3 Mise en forme finale de la pompe : doublage dans un cristal de BBO de 1mm

Commençons par préciser que dans ces travaux, une des conditions expérimentales a changé par rapport à la partie précédente. Ce jour-ci, le réglage de l'ensemble de la chaîne fournissait à pleine puissance une durée d'impulsion à mi-hauteur de 561fs, déconvoluée par une gaussienne (voir figure 2.76).

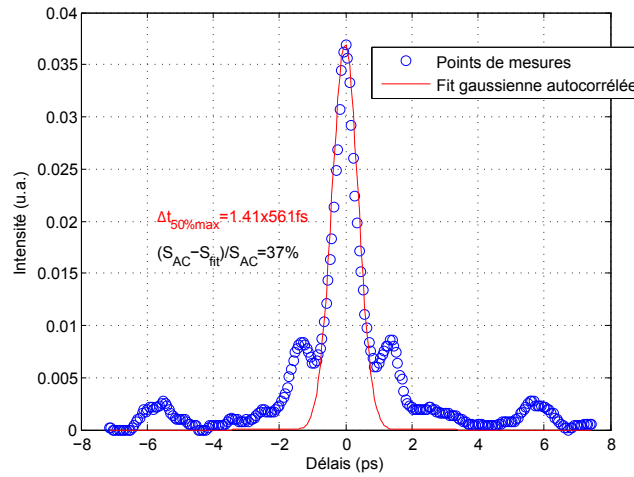


FIGURE 2.76 – Trace d'autocorrélation correspondant à une puissance de 44W en sortie de compresseur.

De façon à optimiser le doublage à pleine puissance dans le BBO, nous avons commencé par modifier notre dispositif de focalisation du faisceau. Après avoir essayé différentes configurations, un optimum a été trouvé en utilisant deux lentilles de focales $f_1 = 100\text{cm}$ et $f_2 = -25\text{cm}$, distantes de 77cm, le tout placé à environ 1m de la sortie du compresseur, d'où le faisceau sort collimaté avec un rayon à $1/e^2$ assez large d'environ 2.5mm. Avec ce montage, le rayon à $1/e^2$ optimal du faisceau sur le cristal placé à 25cm de la deuxième lentille, est plus large que précédemment ($w = 680\mu\text{m}$). Cependant, il est mieux collimaté, et rentre ainsi d'avantage dans l'acceptance angulaire du cristal ($\Delta\theta = 10.9\text{mrad}$ pour 1mm de BBO), dont dépend l'accord de phase, et par conséquent l'efficacité de doublage.

A partir de cela, nous avons réalisé deux expériences distinctes visant à mesurer la puissance de l'onde doublée en fonction de celle du fondamental. Dans la première, nous avons fait varier la puissance de pompe de la fibre barreau, et mesuré en fonction la puissance doublée obtenue (voir figure 2.77(a)). Dans la deuxième, nous avons maintenu le pompage de la fibre barreau à sa valeur la plus élevée ($\approx 60\text{W}$ en sortie directe), et utilisé une lame polarisante de type Thin Film

Plate (TFP) précédée d'une lame demi-onde pour contrôler la puissance du fondamental envoyée dans le cristal.

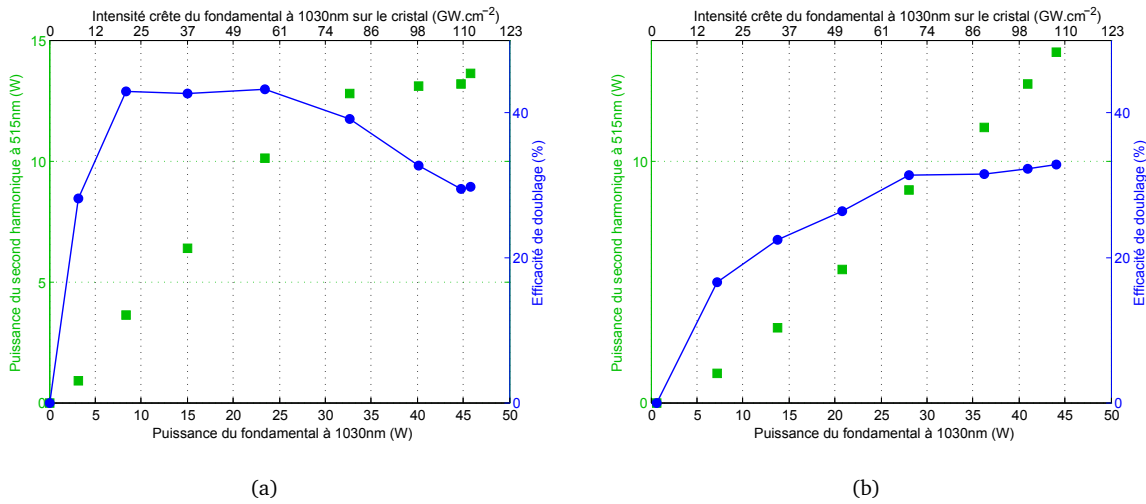


FIGURE 2.77 – Expérience de doublage de fréquence dans un cristal de BBO de 1mm. Le contraste en puissance est de 93% entre les trains à 100kHz et 77MHz, et l'ASE est inexistante. A pleine puissance ($\approx 50\text{W}$), le rayon à $1/e^2$ dans le cristal de BBO est de $680\mu\text{m}$, et la durée à mi-hauteur des impulsions dans le cristal est de 561fs déconvoluée par une gaussienne. L'intensité crête est évaluée à partir de ces valeurs quelle soit la puissance. Nous faisons varier la puissance du fondamental : (a) soit en changeant le pompage de l'amplificateur à forte puissance, (b) soit en tournant une lame demi-onde précédant une lame polarisante de type TFP, située après l'amplificateur à fibre barreau pompée à puissance constante pour fournir environ 60W à l'entrée des lames.

Au départ de la première expérience, nous observons une croissance habituelle de la puissance doublée jusqu'à environ 24W de fondamental. Au delà, elle s'amortie et stagne atteignant une valeur maximale de 13.6W pour 45.8W de fondamental. En parallèle, l'efficacité suit elle aussi dans un premier temps un comportement normal, où elle atteint une valeur de saturation de 43% à partir d'environ 8W jusqu'à 24W de fondamental. Ensuite, elle chute régulièrement jusqu'à 30% à pleine puissance. Cette diminution ne peut être imputée à la production de lumière blanche que nous n'avons pas observé, mais plutôt à la dépendance des caractéristiques spatiales et temporelles des impulsions avec la puissance sortant de l'amplificateur à fibre barreau. L'intensité crête, qui est tracée sur l'échelle en haut de la figure 2.77(a), reste une estimation très grossière et peu fiable. En effet, elle suppose que la durée des impulsions et la taille du faisceau ne changent pas avec la puissance du fondamental, ce qui est faux.

La deuxième expérience offre la possibilité de s'affranchir des variations des caractéristiques spatiales et temporelles du faisceau, car le pompage de la fibre barreau demeure constant. Seul la puissance transmise par la lame polarisante fait varier la puissance du fondamental sur le cristal. Dans ce cas, nous constatons sur la figure 2.77(b), que puissance doublée et efficacité de doublage adoptent un comportement bien plus proche de la théorie (voir équations (2.57) et (2.58), et figure 2.75). En effet, cette courbe d'efficacité expérimentale illustre bien ce comportement typique de croissance puis de saturation. Nous en concluons donc que le changement des caractéristique spatiale avec la puissance de fondamental a bien une influence importante sur la qualité du doublage. Aussi, c'est la raison pour laquelle nous avons conservé par la suite le couple lame polarisante et lame demi-onde, pour pouvoir travailler proprement à puissance variable que se soit avec le fondamental à 1030nm ou le doublé à 515nm.

Enfin, nous terminerons par un commentaire sur l'efficacité de doublage maximale relativement faible (33%), que nous avons réussi à obtenir à pleine puissance ($\approx 50\text{W}$). Nous sommes en effet bien loin d'atteindre les 50% habituellement attendus pour ce type de chaîne. La seule explication repose sur la qualité temporelle parfois médiocre des impulsions sortant du compresseur à pleine puissance. En effet, le jour de cette expérience, la trace d'autocorrélation mesurée en sortie de compresseur à 44W, présente des ailes dont la surface vaut 37% de la surface totale de la trace d'autocorrélation. Par conséquent, ces pré et/ou post-impulsions, dont l'intensité ne sature pas l'efficacité de doublage, expliquent donc le faible rendement de ce processus. Précisons cependant que nous avons déjà réussi à obtenir ponctuellement avec un bon réglage de l'ensemble de la chaîne, des puissances doublées allant jusqu'à 18W.

2.5 Conclusion

En conclusion, le cahier des charges des deux pompes pour les deux ou trois étages du NOPCPA, a pour principales directives : une haute cadence (100kHz), une grande énergie (plusieurs centaines de microjoules), et une très courte durée d'impulsions (inférieure à 800fs). Avec de tels objectifs, le choix d'une architecture basée sur l'amplification à dérive de fréquence dans des fibres à très gros cœur dopées aux ions Ytterbium, a su rapidement s'imposer.

En effet, la technologie CPA : limite la puissance crête durant la phase d'amplification, abaisse la quantité de non linéarités générées dans les matériaux amplificateurs, et offre ainsi la possibilité d'atteindre des énergies immenses, recompressibles à des durées très courtes.

Par ailleurs, à haute cadence, pour atteindre de fortes énergies, la contrainte principale réside dans la gestion des effets thermiques inhérents à l'importante puissance moyenne émise. C'est pourquoi, le faible défaut quantique présent dans l'ion Ytterbium (5%), et la géométrie naturellement allongée d'une fibre, font des fibres microstructuées dopées aux ions Ytterbium, les candidats idéaux comme matériaux amplificateurs dans nos pompes à haute cadence.

De plus, ces fibres présentent l'avantage de disposer d'un cœur mononode très large, qui limite l'intensité crête, et autorise une amplification vers de très grandes énergies. Grâce à l'exploitation de fibres de type barreau dont le diamètre de cœur mesure $80\mu\text{m}$, nous avons démontré avec des impulsions étirées à 1.5ns, qu'il était possible d'atteindre une puissance moyenne de 60W à 100kHz, avec un faisceau de bonne qualité spatiale ($M^2 \leq 1.6$) utilisable quotidiennement. Des régimes record ont été atteints autour de 90W. Cependant, ils présentent de nombreux désavantages : un claquage régulier des faces des fibres, des battements de modes, et un vieillissement accéléré.

Par ailleurs, un certain nombre de limitations d'ordre technologique empêchant une réduction suffisante de l'intensité crête dans les fibres barreaux, ont conduit à l'utilisation des pompes CPA fibrées vers un régime non linéaire. Nous avons pu générer dans ce régime, un train d'impulsions à 100kHz, avec une énergie de $540\mu\text{J}$, et recomprimées à 587fs, soit environ 2 fois la limite de Fourier pour un spectre de 5.3nm de largeur à mi-hauteur, centré autour de 1034nm. Grâce à ce faisceau, nous avons pu générer dans un cristal de BBO une puissance de 12W à 515nm, quotidiennement utilisable pour le pompage des deux premiers étages du NOPCPA.

Cependant, l'allure de la trace d'autocorrélation à forte puissance a montré la présence d'impulsions secondaires, typiquement provoquées par une phase non linéaire impossible à recomprimer

par des moyens classiques. Plusieurs possibilités sont envisageables pour améliorer cette recompression. La première, consisterait à travailler à nouveau dans un régime linéaire. Ainsi, il conviendrait, au détriment de l'énergie, d'augmenter la cadence du train d'impulsions à l'aide d'une nouvelle cellule de Pockels plus rapide, et d'utiliser des fibres plus larges modes telles que les fibres LPF, dont le coeur monomode mesure $135\mu\text{m}$. Nous élèverions ainsi le seuil d'apparition des effets non linéaires, ainsi que le seuil de claquage des faces des fibres barreaux dont il faudrait améliorer le procédé de préparation. La deuxième solution, basée sur l'analyse de Damina N. Schimpf en régime fortement étiré, consisterait à maintenir un régime de fonctionnement non linéaire dans lequel le spectre entrant dans la fibre barreau serait mise en forme de façon à produire une phase non linéaire quadratique, facilement compensable avec une longueur adéquate de matériau de dispersion positive, placée juste après l'étireur de Öffner.

De manière plus générale, afin de simplifier la chaîne CPA, nous pourrions également pré-étirer les 2 mW de signal à 1030nm sortant de l'oscillateur à l'aide d'une fibre passive très longue, de façon à élever le seuil d'apparition des non linéarités dans le premier préamplificateur. On pourrait ainsi espérer en sortir 3W de puissance, ce qui serait suffisant pour s'affranchir du deuxième préamplificateur, voir en allant au delà, changer la cellule de Pockels par un AOM.

Par ailleurs, afin de faciliter l'utilisation des deux lignes d'amplification, il serait intéressant d'étudier précisément les avantages que présenterait la combinaison cohérente de ces deux lignes à l'entrée du compresseur.

Pour terminer, précisons qu'une des deux lignes d'amplification à 1030nm a été utilisée pour des expériences de génération d'harmoniques d'ordre élevé à haute cadence, avec une puissance de 50W [104].

Chapitre 3

Développement d'un NOPCPA ultracourt à haute cadence

3.1 Élément de base du NOPCPA : l'oscillateur Ti :Sa Rainbow

3.1.1 Présentation de l'oscillateur

L'élément qui constitue la base de notre chaîne laser est un oscillateur Ti :Sa à blocage de modes par lentille de Kerr [105, 106]. Cet oscillateur très large bande, fourni par la société Femtolaser, est appelé « Rainbow » [41]. La version que nous possédons est l'un des premiers produits de cette gamme vendu par Femtolaser.

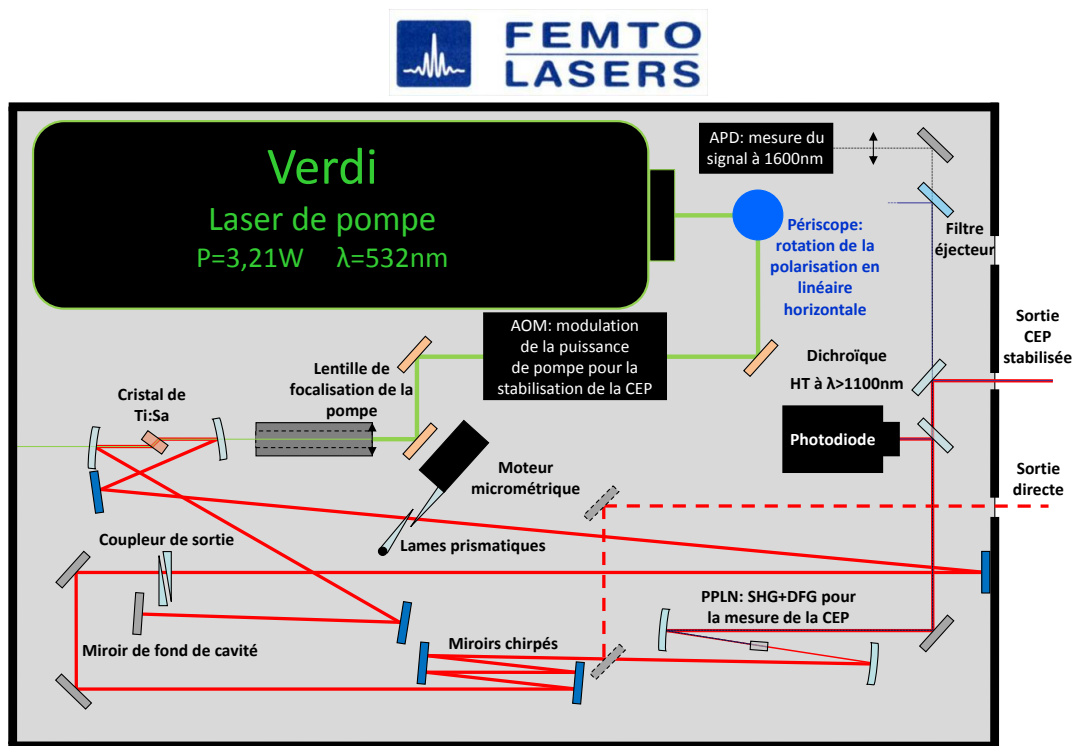


FIGURE 3.1 – Montage optique de l'oscillateur Ti :Sa Rainbow fourni par la société Femtolaser. Les miroirs bleus foncés sont des miroirs chirpés (miroirs à dérive de fréquence), et les gris sont des miroirs en Argent.

Son architecture est présentée sur la figure 3.1. Nous y retrouvons globalement la forme classique d'un montage d'oscillateur Ti :Sa, avec une cavité repliée constituée de deux bras, ainsi qu'une sous cavité contenant le cristal de Ti :Sa pompé à 532nm par un laser Verdi. La dispersion intracavité est gérée au moyen de miroirs chirpés représentés en bleu sur la figure 3.1, et d'un couple de lames prismatiques montées sur une platine de translation actionnée par un moteur micrométrique. La compression finale des impulsions est gérée à l'extérieure de la cavité, à l'aide du coupleur de sortie, et d'une paire de miroirs chirpés sur lesquels le faisceau rebondit quatre fois.

Il existe deux modes de fonctionnement possibles. Dans le premier, le faisceau comprimé à une durée inférieure à 7fs, est extrait de l'oscillateur par deux miroirs en Argent pour être utilisé directement (voie représentée par des traits pointillés sur la figure 3.1 : « sortie directe »). La puissance optimale est alors d'environ 210mW, soit une énergie par impulsion de 2.7nJ à 77MHz. Dans le second mode de fonctionnement, le faisceau comprimé est intercepté pour être focalisé dans un cristal de PPLN. La partie basse fréquence du spectre de l'oscillateur y est d'abord élargie au delà de 1200nm par auto-modulation de phase. Simultanément, un signal optique entre 1200 et 1700nm, résultant de la différence de fréquence entre la partie « bleue » et la partie « rouge » du spectre de l'oscillateur, est généré dans ce même cristal. Une photodiode de type Avalanche Photodiode (APD) récupère le signal d'interférence entre la partie « rouge » du spectre de l'oscillateur et la partie « bleue » du spectre de DFG [107]. Le signal obtenu correspond à un train d'impulsions cadencé à 77MHz comportant des modulations. La fréquence de l'une de ces modulations mesurables via un analyseur de spectre est l'équivalent fréquentiel de la Carrier Enveloppe Phase (CEP) appelée en anglais : « Carrier Envelope Offset (CEO) ». Celle-ci s'exprime de la façon suivante [108] :

$$f_{CEO} = \frac{\Delta\phi_{CE}}{2\pi} f_{rep}, \quad (3.1)$$

avec f_{rep} la fréquence de répétition de l'oscillateur, et $\Delta\phi_{CE}$ la différence de phase absolue entre deux impulsions successives (modulo 2π). Une boucle de rétroaction, asservie sur un signal d'erreur généré à partir de la fréquence f_{CEO} mesurée, commande un AOM qui module la puissance de pompe pour corriger les variations de CEP. Lorsque l'utilisateur choisit cette voie, la CEP des impulsions est stabilisée de manière active. La puissance optimale émise est alors de 180mW, soit une énergie de 2.3nJ par impulsion. En contre partie, le cristal de PPLN étire fortement les impulsions. Or, aucun dispositif de compression n'étant prévu par le constructeur dans notre version, il est donc nécessaire de le fabriquer soi-même. Le spectre émit dans cette configuration est visible sur la figure 3.2, il est centré autour de 814nm, et ses largeurs à mi-hauteur et à 10% valent respectivement 232 et 358nm. Précisons que dans les versions suivantes de l'oscillateur Rainbow, le constructeur a augmenté la puissance totale émise par la cavité au delà de 400mW, et insérer une lame séparatrice à la place du miroir en Argent qui permet le passage par la sortie directe (miroir en pointillé sur la figure 3.1). De cette façon, la lame séparatrice transmet les 200mW nécessaires pour faire fonctionner la boucle de rétroaction, et réfléchit suffisamment de puissance envoyée vers la sortie directe. Par conséquent, les impulsions sortantes ne sont pas affectées par la dispersion du PPLN, et restent donc comprimées à une durée inférieure à 7fs, avec la CEP stabilisée.

En résumé, avec la version que nous possédons de l'oscillateur Rainbow, lorsque son alignement est optimal, celui-ci émet un spectre très large (supérieur à 300nm) centré autour de 800nm. En choisissant la voie directe, la puissance émise vaut 210mW, et la durée des impulsions est inférieure

à 7fs. En revanche, en passant par la voie avec stabilisation de la CEP, la puissance est de 180mW, et les impulsions sont fortement étirées.

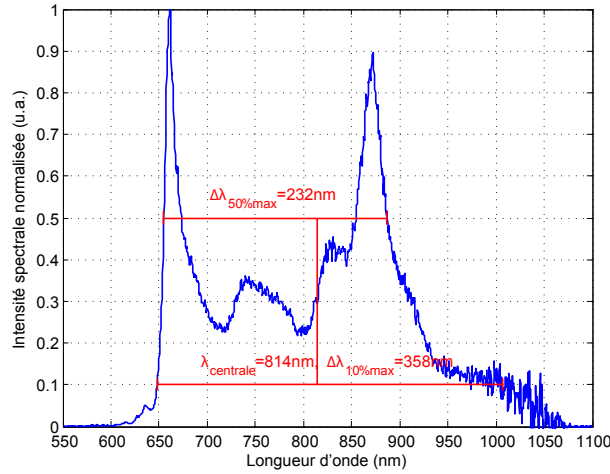


FIGURE 3.2 – Spectre délivré par l'oscillateur Ti:Sa mesuré sur la voie comportant la stabilisation de la CEP. La mesure a été réalisée avec un spectromètre Ocean Optics de résolution 0.5nm calibré en intensité.

3.1.2 Evaluation de la durée des impulsions signal en sortie de l'oscillateur après passage dans le cristal PPLN

Bien que le dispositif de stabilisation de la CEP n'ait pas été activé au cours cette thèse, nous nous sommes systématiquement placés dans les conditions expérimentales potentielles pour l'utiliser. C'est-à-dire, en faisant passer le faisceau sortant de la cavité de l'oscillateur par le cristal de PPLN qui permet la mesure de la CEP (voir figure 3.1). Or, dans cette situation, les impulsions sont étirées par la traversée de ce cristal. Nous rapportons ici une expérience visant à estimer l'étirement engendré par celui-ci.

En régime impulsionnel, la puissance moyenne en sortie de l'oscillateur est au plus de 210mW, ce qui équivaut à une très faible énergie par impulsion de 2.7nJ à 77MHz. Par conséquent, lorsque ces impulsions sont étirées au delà de quelques centaines de femtosecondes, il est difficile de mesurer leur durée par un moyen direct en raison de la faible intensité crête disponible.

Néanmoins, il est possible de recomprimer ces impulsions à des durées plus courtes, et accessibles via un autocorrélateur, afin d'en déduire indirectement la dispersion introduite par le cristal de PPLN. Ainsi, nous avons placé une paire de miroirs chirpés supplémentaire en dehors du boîtier de l'oscillateur. Ces miroirs ajoutent une phase spectrale d'ordre 2 de -60fs^2 par rebond. En faisant varier le nombre de rebonds, et en mesurant systématiquement la durée des impulsions avec un autocorrélateur, nous avons établi une courbe d'évolution reliant la durée des impulsions à celles de la phase additionnelle d'ordre 2, apportée par les miroirs chirpés.

Les points rouges de la figure 3.3 rapportent les résultats obtenus lorsque le faisceau passe par le cristal de PPLN, et les points bleus, lorsque le faisceau n'y passe pas. Les deux courbes en traits continus rouge et bleu correspondent aux fits non linéaires calculés avec la méthode des moindres carrés, à partir de la formule théorique de l'évolution de la durée d'une impulsion gaussienne en

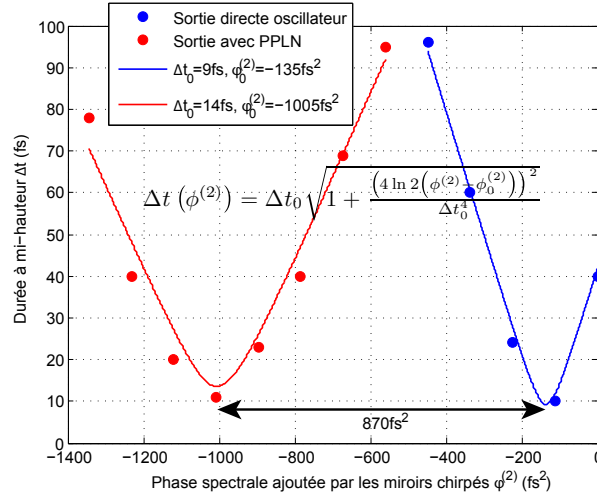


FIGURE 3.3 – Estimation de la dispersion à 800nm engendrée par le cristal de PPLN. Les points indiquent la durée à mi-hauteur mesurée après les miroirs chirpés placés en sortie de l'oscillateur Ti :Sa en fonction de la phase spectrale d'ordre 2 qu'ils ajoutent. Les points de mesures rouges sont pris lorsque le faisceau passe par le cristal de PPLN, et les bleus lorsqu'il n'y passe pas. Les courbes en traits continus sont des fits calculés avec la formule (3.2).

fonction de sa phase spectrale d'ordre 2 [42] :

$$\Delta t(\phi^{(2)}) = \Delta t_0 \sqrt{1 + \frac{\left(4 \ln 2 (\phi^{(2)} - \phi_0^{(2)})\right)^2}{\Delta t_0^4}}. \quad (3.2)$$

Ici, $\phi_0^{(2)}$ est la phase d'ordre 2 ajoutée par les miroirs chirpés lorsque les impulsions atteignent leur durée minimale Δt_0 limitée par transformée de Fourier.

Par conséquent, en faisant la différence entre les valeurs de $\phi_0^{(2)}$ obtenues dans les deux fits (avec ou sans passage dans le cristal de PPLN) : $\Delta \phi_0^{(2)} = 870 \text{ fs}^2$, puis en divisant par la longueur du cristal (2mm), nous obtenons une estimation de sa dispersion à 800nm : $k^{(2)} = 435 \text{ fs}^2/\text{mm}$. De plus, en supposant que directement après les miroirs chirpés de l'oscillateur, les impulsions sont comprimées à leur durée limitée par transformée de Fourier, et en appliquant la valeur $\Delta \phi_0^{(2)}$ à la formule (3.2), nous obtenons une estimation indirecte de la durée à mi-hauteur des impulsions sortant de l'oscillateur par la voie comprenant la stabilisation de la CEP : $\Delta t = 570 \text{ fs}$.

Cette durée relativement élevée est du même ordre de grandeur que celle de la pompe, ce qui est plutôt arrangeant. Cependant, nous avons pas d'estimation des ordres supérieures à 2 de la dispersion engendrée par le cristal de PPLN. Or, ceux-ci sont plus compliqués à compenser en fin de chaîne.

3.2 Description des différentes architectures expérimentées

Cette partie présente les trois schémas expérimentaux d'amplificateur paramétrique non colinéaire à dérive de fréquence (NOPCPA) testés au cours de la thèse.

Nous distinguons ces architectures en deux catégories : l'une concerne l'amplification paramétrique en régime de dispersion positive, et l'autre en régime de dispersion négative. Dans les deux cas, nous nous sommes limités à l'utilisation d'une seule ligne CPA fibrée (voir chapitre 2) pour le

pompage d'un ou deux étages de NOPCPA. La pompe CPA fibrée ayant subi à de multiples reprises d'importantes modifications, les puissances de pompe ont varié selon les périodes, une puissance maximale en routine de 12W à 515nm, soit une énergie par impulsion de 120 μ J à 100kHz a été atteinte. La durée à mi-hauteur de ces impulsions a été évaluée par autocorrélation avant le doublage en fréquence à moins de 600fs (voir figure 2.76 du chapitre 2).

Dans l'ensemble, le principe de base reste le même sur les trois configurations expérimentées : le signal de l'oscillateur Ti :Sa ultrabref, présenté dans la partie 3.1, est séparé spectralement en deux parties (voir figure 2.4 du chapitre 2). La première, possède un spectre centré autour de 1030nm, large de 22nm à mi-hauteur, qui alimente la pompe CPA fibrée décrite dans le chapitre 2. Tandis que la seconde, très large spectralement, supérieure à 230nm à mi-hauteur, et centré autour de 800nm, fournit le signal du ou des étages de NOPCPA. Ainsi, signal et pompe proviennent du même oscillateur, et leur synchronisation en cadence dans le NOPCPA a lieu de manière passive.

3.2.1 NOPCPA en régime de dispersion positive

3.2.1.1 Configuration à un étage (pompe disponible=2.5W)

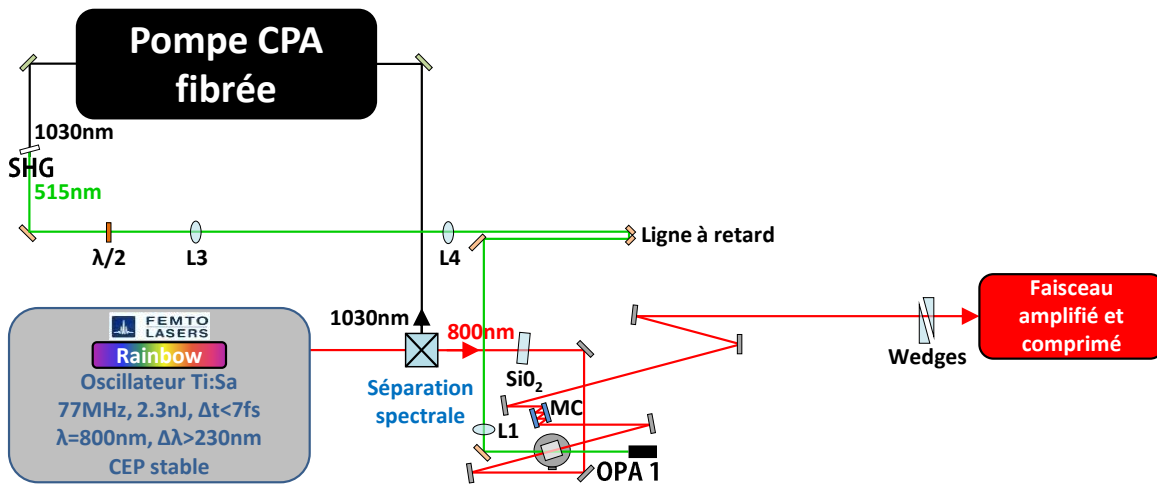


FIGURE 3.4 – Montage optique du NOPCPA à un étage en régime de dispersion positive (pompe disponible=2.5W).

La première configuration, illustrée par la figure 3.4, a été conçue avec 2.5W de pompe disponible à 515nm, répartie sur un seul étage de NOPCPA. Le faisceau signal est étiré dans un régime de dispersion positive par une lame de Silice de quelques millimètres d'épaisseur, puis il traverse un cristal de BBO d'épaisseur 5mm pour recevoir de l'énergie de la pompe par amplification paramétrique. Le signal amplifié est ensuite comprimé à l'aide de miroirs chirpés qui compensent uniquement l'ordre 2 de la dispersion. Pour finir, un couple de lames prismatiques en Silice fondue permet d'ajuster finement la compression en faisant varier l'épaisseur de matériau traversé. Du côté de la pompe, une ligne à retard permet d'ajuster finement le recouvrement temporel entre les impulsions signal et pompe dans le cristal de BBO.

3.2.1.2 Configuration à deux étages (pompe disponible=12W)

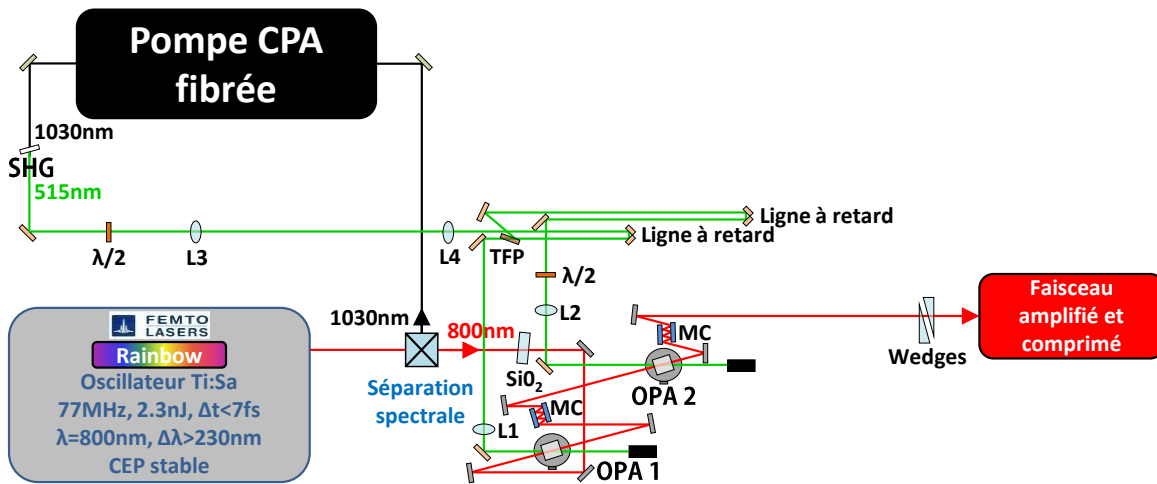


FIGURE 3.5 – Montage optique du NOPCPA à deux étages en régime de dispersion positive (pompe disponible=12W).

La seconde architecture présentée sur la figure 3.5 est sensiblement la même que la précédente, en particulier du point de vue de l'étirement et de la compression. Cependant, un deuxième cristal de BBO d'épaisseur 5mm est ajouté. Entre les deux étages, le signal passe par une paire de miroirs chirpés qui compense l'ordre 2 de la dispersion apportée par la traversée du premier cristal. Les 12W de pompe alors disponibles sont séparés en deux par une lame polarisante de type TFP. Une lame demi-onde placée avant la lame polarisante donne la possibilité de gérer la répartition de la puissance de pompe entre les deux étages. Par ailleurs, une seconde ligne à retard assure le contrôle du délai entre les impulsions signal et pompe dans le deuxième cristal.

3.2.2 NOPCPA à deux étages en régime de dispersion négative

La troisième architecture étudiée est visible sur la figure 3.6. Elle comporte également deux étages de NOPCPA. Cependant, à l'opposé de l'architecture précédente, le signal est étiré dans un régime de dispersion négative au moyen d'un dispositif de mise en forme de la phase spectrale. En conséquence, la compression après amplification se fait par la traversée d'une lame de Silice, et d'un couple de lames prismatiques également en Silice fondue.

La mise en forme de la phase spectrale en amont des étages de NOPCPA est réalisée grâce à un modulateur spatial de lumière, plus connu sous la dénomination anglophone : « Spatial Light Modulator (SLM) », inséré dans un ligne à dispersion nulle. La fonction de ce dispositif est double : d'une part, il permet l'étirement du signal, d'autre part, il offre un contrôle très fin de la phase spectrale du signal, en vue d'une meilleure compression en fin de chaîne.

Dans ces quatre configurations, les cristaux de BBO ont tous une épaisseur de 5mm. Selon l'étude théorique menée au cours du chapitre 1, pour un angle de 2.62° entre les vecteurs d'onde signal et pompe dans le cristal, il est possible d'obtenir une bande de gain supérieure à 250nm (voir figure 1.21). Le tableau 3.7 donne les valeurs de dispersion chromatique aux ordres 2 et 3 à

800nm dans la Silice fondue et le BBO.

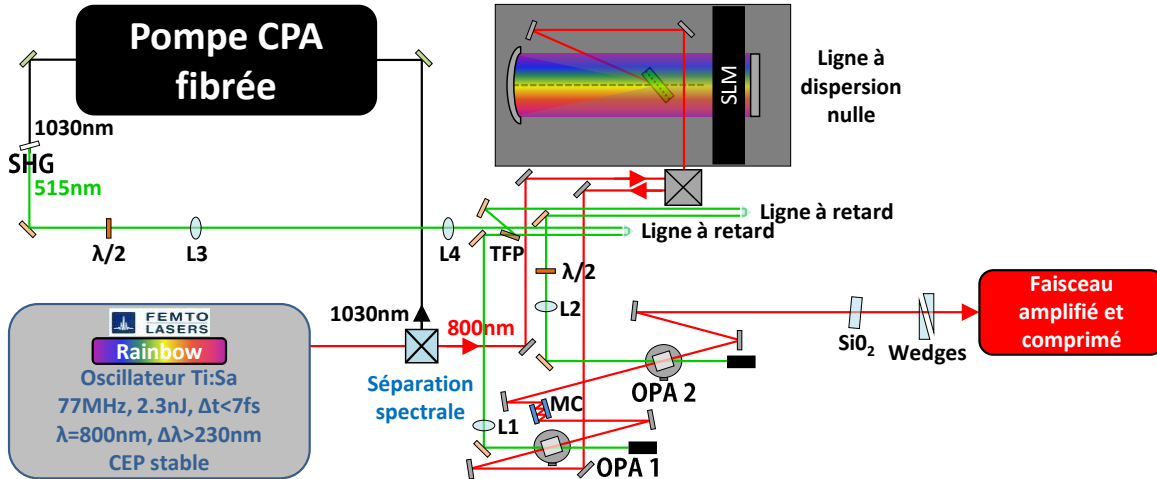


FIGURE 3.6 – Montage optique du NOPCPA à deux étages dans en régime de dispersion négative utilisant un SLM introduit dans une ligne à dispersion nulle (pompe disponible=12W).

Matériau	$k^{(2)}$ (fs^2/mm)	$k^{(3)}$ (fs^3/mm)
Silice fondue	35.8	27.5
BBO	47.95	39.26

FIGURE 3.7 – Dispersion chromatique à 800nm dans différents matériaux utilisés.

3.3 Méthode de mise en place des amplificateurs paramétriques

3.3.1 Synchronisation temporelle

En pratique, pour mettre en place un étage de NOPCPA, il faut commencer par synchroniser temporellement l'arrivée des impulsions dans le cristal. Dans notre cas, signal et pompe sont respectivement cadencés à 77MHz et 100kHz, soit des délais de 13ns et 10 μ s, ou des distances de 3.9m et 3km entre deux impulsions successives. Les deux trains provenant du même oscillateur, leur synchronisation en cadence se fait intrinsèquement.

Cependant, les impulsions de la pompe doivent parcourir une grande distance avant d'arriver dans le cristal. En effet, elles passent à travers l'ensemble du CPA fibré, dont le trajet optique mesure grossièrement une quarantaine de mètres. Par conséquent, afin d'éviter la construction d'une ligne à retard de trop grande dimension, il est préférable de synchroniser, dans le cristal non linéaire, une impulsion pompe et une impulsion signal, issues de deux impulsions distincts du train de l'oscillateur, et séparées par une quarantaine de mètres, soit environ une dizaine d'impulsions. La haute cadence du train signal (77MHz) permet de retrouver facilement un délai nul dans le cristal entre ces deux impulsions. En effet, il suffit de construire une ligne à retard sur la pompe (ou le signal), mesurant au plus la moitié de la distance entre deux impulsions signal successives, soit seulement 1.95m.

Ainsi, après le premier étage de NOPCPA, le train signal à 77MHz est amplifié au rythme de la pompe cadencée à 100kHz. En conséquence, la cadence du signal est divisé par 770, et passe de 77MHz à 100kHz. Il subsiste cependant un train résiduel non amplifié à 77MHz dans le signal amplifié. Enfin, bien qu'il existe un système qui stabilise la CEP dans l'oscillateur, ce dernier ne comporte aucun dispositif de stabilisation de la cavité, et donc de la fréquence de répétition f_{rep} . Il faut donc s'attendre à une certaine gigue temporelle entre les impulsions signal et pompe lors de leur recombinaison dans le cristal non linéaire.

3.3.2 Mise en place de la géométrie d'interaction large bande

Par la suite, il convient d'orienter correctement les axes de polarisation des faisceaux signal et pompe. Ici, nous avons choisi une configuration de type I pour laquelle la pompe est polarisée suivant l'axe extraordinaire, tandis que signal et idler sont polarisés suivant l'axe ordinaire. Afin d'établir les conditions d'amplification large bande, l'angle d'accord de phase entre l'axe optique du cristal de BBO et les vecteurs d'onde de la pompe a été fixé à $\theta_I = 24.65^\circ$, et l'angle entre les faisceaux signal et pompe à $\alpha_{s-p} = \pm\alpha_M - \rho$, avec $\rho = 3.38^\circ$ l'angle de walk-off de la pompe, et $\alpha_M = 2.62^\circ$ « l'angle magique » entre les vecteurs d'onde signal et pompe (voir partie 1.7). Il y a alors deux configurations possibles selon le côté où l'on place le faisceau signal par rapport à celui de la pompe : une configuration classique d'amplification paramétrique à angle, et une configuration dite à « compensation d'angle par le walk-off ». Nous avons choisi la première car plus simple à mettre en place au niveau de la séparation des faisceaux

3.3.3 Contraste et fluorescence paramétrique

Le contraste est défini comme le rapport entre le pic d'intensité d'une impulsion et celui du bruit de fond qui l'entoure :

$$C = \frac{I_{signal}}{I_{bruit}}. \quad (3.3)$$

Selon le type d'expérience pratiqué, et l'intensité crête disponible, les exigences en terme de contraste ne sont pas les mêmes. Par exemple, dans une expérience d'accélération de particules, pour garantir que l'intensité du piédestal ou des pré-impulsions non désirées soit en dessous du seuil d'ionisation, il faut un contraste de 10^{10} pour une impulsion laser dont le pic d'intensité vaut 10^{21}W/cm^2 [109, 110]. Cependant, dans notre cas où le pic d'intensité des impulsions ne peut excéder plusieurs centaines de TW/cm^2 , un contraste relativement faible entre 10^2 et 10^3 est typiquement suffisant pour des expériences de génération d'harmoniques d'ordres élevés.

Dans le cas de l'amplification paramétrique, la principale source de diminution du contraste est la fluorescence paramétrique amplifiée, connue sous l'acronyme anglais : « Amplified Optical Parametric Fluorescence (AOPF) ». Elle est l'équivalente de l'ASE dans un laser. Son mécanisme déclencheur est la fluorescence paramétrique ou « Optical Parametric Fluorescence (OPF) ». Probablement stimulé par les fluctuations du vide, l'OPF trouve son origine d'un effet quantique dans lequel des photons de pompe se convertissent spontanément en paires de photons signal et idler

[111, 112, 113, 114]. Le rayonnement produit est alors très rapidement amplifié par le processus d'amplification paramétrique, car les premiers photons signal et idler qui sont générés dans les mêmes proportions, respectent intrinsèquement la condition d'accord de phase. Il se produit alors un processus de rétroaction dans lequel les photons signal stimulent l'amplification des photons idler, et vice versa. Par conséquent, pour une longueur z de cristal traversée bien supérieure à la longueur non linéaire d'interaction L_{NL} , le gain de l'AOPF augmente exponentiellement avec la racine carrée de l'intensité I_p de la pompe dans le cristal (voir partie 1.5.1.1) :

$$G_{AOPF}(I_p, z) = \frac{1}{4} \exp\left(\alpha \sqrt{I_p} z\right). \quad (3.4)$$

Ici, α est un coefficient qui caractérise l'interaction.

En comparaison, lorsqu'un nombre plus ou moins important de photons signal est injecté « artificiellement », il doit parcourir une certaine longueur dans le cristal avant que les proportions entre photons signal et idler deviennent comparables, et que le mécanisme de rétroaction prenne pleinement effet. En ajoutant à cela les imperfections locales de la condition d'accord de phase, il est clair que le gain du signal injecté est toujours inférieur à celui de la fluorescence paramétrique, quelque soit l'énergie du signal à l'entrée du cristal [114, 115] :

$$\frac{G_s}{G_{AOPF}} \leq 1. \quad (3.5)$$

Cependant, il se démontre que les efficacités des processus d'amplification du signal et d'AOPF s'expriment respectivement :

$$\eta_s = \frac{E_s G_s}{E_p} \quad (3.6a)$$

$$\eta_{AOPF} = \frac{E_{vide} G_{AOPF}}{E_p} \quad (3.6b)$$

où E_p et E_s sont les énergies par impulsion de la pompe et du signal à l'entrée du cristal. E_{vide} correspond à l'équivalent de l'énergie du bruit provoqué par les fluctuations du vide qui déclenchent le processus d'OPF, qui devient ensuite l'AOPF. Cette énergie a été estimée dans le cadre d'un amplificateur paramétrique à $2\mu\text{m}$, à 40aJ, soit $4 \times 10^{-17}\text{J}$ [115, 116, 117]. En reprenant les équations (3.6a) et (3.6b), nous pouvons exprimer la différence d'efficacité entre les processus d'amplification du signal et d'AOPF :

$$\Delta\eta = \frac{1}{E_p} (E_s G_s - E_{vide} G_{AOPF}). \quad (3.7)$$

Bien que le gain de l'AOPF soit toujours supérieur à celui du signal, nous constatons que si l'énergie E_s du signal injectée à l'entrée du cristal est suffisamment importante, $\Delta\eta$ devient positif. L'amplification du signal est alors rendue plus efficace que le processus d'AOPF, et l'énergie de la pompe est donc préférentiellement transférée dans le signal amplifié.

Enfin, en supposant que le signal amplifié est recomprimé en fin de chaîne à un peu moins de 10fs, le calcul de l'expression du contraste final donne :

$$C = \frac{E_s}{E_{vide}} \underbrace{\frac{G_s}{G_{AOPF}}}_{\leq 1} \underbrace{\frac{\Delta t_{AOPF}}{\Delta t_s}}_{\approx 40} \quad (3.8)$$

L'AOPF étant fenêtrée temporellement par la durée des impulsions de la pompe, sa durée à mi-hauteur peut être estimée dans notre cas à environ 400fs. Par conséquent, le rapport $\Delta t_{AOPF}/\Delta t_s$ est fixé à environ 40.

3.3.4 Techniques de suppression de l'AOPF

Le processus d'AOPF, qui est émis de façon conique selon les conditions d'accord de phase, peut donc se trouver en compétition avec l'amplification du signal. Or, il s'agit d'une émission incohérente, impossible à recomprimer. Par conséquent, elle parasite le signal principale sous la forme d'un piédestal dans le profil temporel, ce qui dégrade le contraste final. Afin d'améliorer ce dernier, il faut donc chercher à supprimer au mieux l'AOPF.

Pour cela, le moyen le plus évident est de réaliser un ou deux étages de préamplification afin d'augmenter l'énergie du signal à l'entrée de l'amplificateur final [114, 115]. En effet, comme le montre la formule (3.8), le contraste augmente avec l'énergie du signal injecté. De plus, en répartissant la pompe sur plusieurs étages, son énergie est atténuée dans chacun d'eux. Or, dans ce cas l'équation (3.7) stipule que le paramètre $\Delta\eta$ augmente, ce qui favorise le transfert d'énergie vers le signal, et non vers l'AOPF.

Par ailleurs, réduire l'intensité de la pompe permet de diminuer le gain de l'AOPF (voir équation (3.4)). Cet opération se fait aussi au détriment du gain du signal injecté. Cependant, il diminue moins rapidement que le gain de l'AOPF. Par conséquent, le rapport G_s/G_{AOPF} augmente, ce qui améliore le contraste (voir expression (3.8)) [110, 118]. Nous avons appliqué cette technique au premier amplificateur paramétrique dans les configurations à deux étages présentées dans les parties 3.2.1.2 et 3.2.2. Cela permet d'augmenter l'énergie de manière relativement importante à l'entrée du deuxième étage, tout en évitant au mieux qu'une partie de l'AOPF provenant du premier étage soit amplifiée dans le second.

D'autre part, dans le cas d'impulsions gaussiennes, l'AOPF peut également être diminuée en changeant les recouvrements spatiaux et temporelles de telle sorte que le pic d'intensité du signal recouvre l'intégralité de l'impulsion pompe (ailes comprises). Spatialement, le rapport :

$$r_w = \frac{w_s}{w_p} \quad (3.9)$$

qui définit les dimensions relatives entre les rayons à $1/e^2$ des faisceaux signal et pompe dans le cristal, est généralement pris supérieur à 2 [115]. Par expérience, nous nous sommes fixé un rapport $r_w=3$. Une valeur plus élevée compromet rapidement l'efficacité de conversion.

Temporellement, lorsque seul le signal est étiré, le rapport :

$$r_t = \frac{\Delta t_s}{\Delta t_p} \quad (3.10)$$

entre les durées à mi-hauteur des impulsions signal et pompe dans le cristal, influe aussi sur la largeur de la bande de gain. En effet, pour des impulsions gaussiennes, lorsque la durée du signal est rendue supérieure à celle de la pompe, les composantes spectrales situées dans les ailes de l'impulsion ne sont quasiment pas amplifiées, et par conséquent la bande de gain est réduite. A l'inverse, en comprimant le signal à une durée inférieure de celle de la pompe, la bande de gain réaugmente jusqu'à une valeur limite imposée par les conditions d'accord de phase. En contre partie, l'efficacité diminue, et l'AOPF augmente. Ainsi, lorsque l'on souhaite réaliser un amplificateur paramétrique large bande, il faut ajuster la durée du signal de façon à trouver un compromis entre l'efficacité, le contraste, et la largeur de la bande de gain. Le rapport r_t qui donne ce compromis n'est pas fixe. Il dépend du gain de l'étage d'amplification considéré, et doit donc être systématiquement réajusté

entre chaque étage [119, 120, 121]. Par exemple, comme nous l'avons fait, au moyen de miroirs chirpés, et/ou de lames de Silice insérés sur le trajet du faisceau signal.

Après le premier étage d'amplification paramétrique, nous avons utilisé des diaphragmes afin d'éliminer les modes spatiaux d'ordres élevés du signal, où peut se trouver une part résiduelle d'AOPF. De plus, en combinant une taille de faisceau signal 3 fois supérieure à celle de la pompe, et un cristal non linéaire placé à 2-3 fois la longueur de Rayleigh après le point focal du signal, l'amplificateur paramétrique agit naturellement comme un diaphragme supplémentaire, et filtre spatialement le faisceau amplifié [115]. Le front d'onde est alors nettoyé, seule la zone comportant le meilleur contraste est conservée. Si la qualité spatiale de la pompe est bonne, celle-ci est transférée au signal amplifié.

Pour finir, si nous supposons que la taille des faisceaux signal et pompe est constante tout au long du cristal, la distance de propagation sur laquelle la pompe est complètement recouverte par le signal s'exprime :

$$L_{rec} = \left| \frac{2}{\sin(\pm\alpha_M - \rho)} (w_s - w_p \cos(\pm\alpha_M - \rho)) \right|. \quad (3.11)$$

Rappelons que $\rho = 3.38^\circ$ est l'angle de walk-off entre l'axe du faisceau de pompe et celui de ses vecteurs d'onde. La longueur du cristal non linéaire doit être au moins inférieure à la distance L_{rec} . Faute de quoi, les zones où la pompe n'est pas recouverte totalement par le signal dans le cristal, généreront de l'AOPF. Enfin, on constate dans cette formule qu'il peut-être intéressant de choisir une configuration dite à « compensation d'angle par le walk-off » ($\alpha_{sp} = \alpha_M - \rho$) qui peut donner lieu dans certains cas à une longueur d'interaction beaucoup plus grande, et donc à une meilleure efficacité. A titre d'exemple, en configuration classique (sans compensation par le walk-off), pour des rayons $w_p = 150\mu\text{m}$, et $w_s = 450\mu\text{m}$, $L_{rec} \approx 6\text{mm}$, alors que dans le cas où le walk-off compense l'angle entre les vecteurs d'onde signal et pompe $L_{rec} \approx 4.5\text{cm}$. Cependant, l'angle α_{s-p} entre les faisceaux signal et pompe n'est que de 0.71° , ce qui les rend plus difficiles à séparer.

3.3.5 Intensité maximale de la pompe

Pour atteindre l'efficacité maximale permise dans le dernier étage, il faut déterminer, pour une longueur de cristal donnée, le seuil d'intensité de la pompe au delà duquel commence à apparaître le résultat d'une multitude d'effets non linéaires indésirables : la filamentation plasma. Celle-ci est facilement reconnaissable car elle se traduit par l'émission d'un cône de lumière blanche entouré d'anneaux concentriques de couleurs variables, visibles à l'oeil nu (voir figure 3.8(b)). Pour nos cristaux de BBO de longueur 5mm, nous avons observé le franchissement de ce seuil au delà de $I_p = 20\text{GW}/\text{cm}^2$. Compte tenu de ce résultat, afin de travailler dans de bonnes conditions, nous avons donc fixé l'intensité de pompe à ne pas dépasser autour de $I_p = 10\text{GW}/\text{cm}^2$. A cette intensité, si aucun signal n'est injecté dans le cristal de BBO, il est possible de visualiser le cône d'émission de l'AOPF (voir figure 3.8(a)), auquel viendrait s'ajouter le cône d'émission de lumière blanche provoqué par la filamentation, si l'intensité de pompe était augmentée au delà de $I_p = 20\text{GW}/\text{cm}^2$. Rappelons que si une quantité de signal suffisamment importante est injectée, le transfert d'énergie de la pompe est favorisé vers le signal amplifié, ce qui fait disparaître le cône d'AOPF.

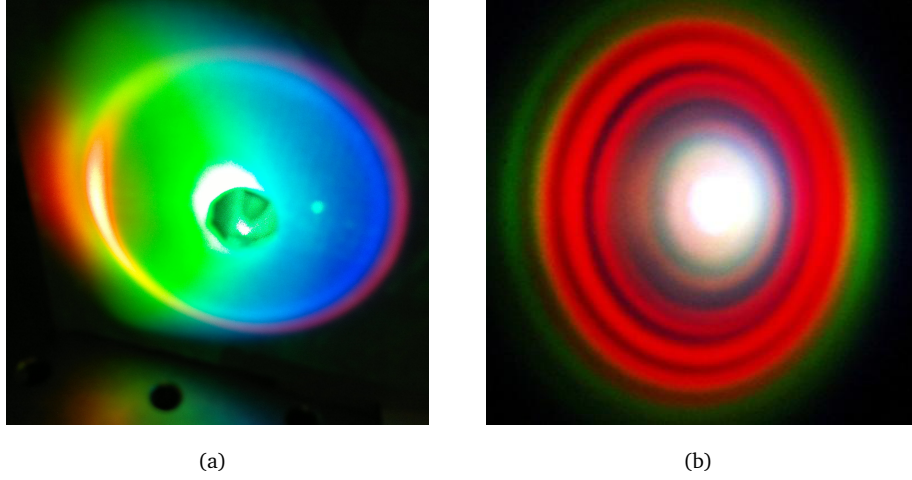


FIGURE 3.8 – Illustration visuelle de la différence entre les processus d'AOPF et de filamentation plasma. (a) Emission conique par AOPF obtenue sans l'injection du signal dans le cristal de BBO d'épaisseur 5mm, avec une intensité de pompe à 515nm $I_p \approx 10\text{GW/cm}^2$, et à l'angle d'accord de phase large bande $\theta_I = 24.65^\circ$. (b) Emission conique par filamentation dans une autre expérience [122] (ici, il n'y a pas d'AOPF).

3.4 Caractéristiques spectrales : vers une amplification très large bande en régime de dispersion positive

Dans la partie qui suit, nous présentons un ensemble de résultats d'expériences réalisées dans un régime de dispersion positive. Les montages optiques correspondent aux architectures de NOPCPA à un ou deux étages, données dans les figures 3.4 et 3.5

3.4.1 Mesure du spectre amplifié

Après amplification, le faisceau contient une partie signal et une partie amplifiée dont les cadences respectives sont de 77MHz et 100kHz. Afin de mesurer uniquement le spectre amplifié à 100kHz, il est nécessaire de soustraire la partie non amplifiée à 77MHz.

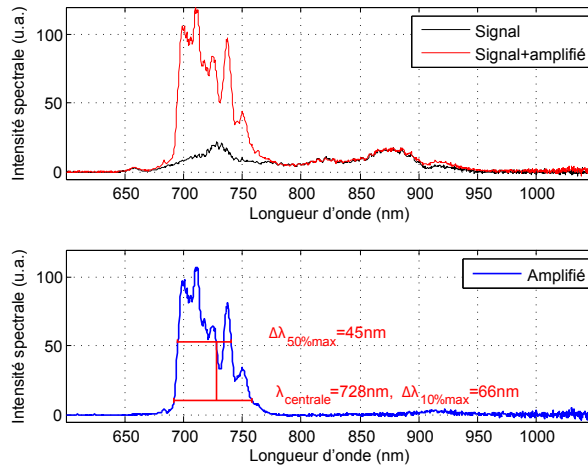


FIGURE 3.9 – Illustration du procédé de mesure du spectre amplifié à 100kHz.

La figure 3.9 illustre par un exemple le procédé utilisé pour extraire la partie amplifiée du spectre. Sur le graphe du haut, est tracé en rouge le spectre total mesuré lorsque le faisceau est amplifié, et en noir le spectre signal non amplifié obtenu sans injecter la pompe dans le NOPCPA. Le graphe en dessous donne en bleu la différence entre ces deux spectres, qui correspond exactement aux spectre amplifié à 100kHz. Dans toute la suite de ce chapitre, tous les spectres amplifiés sont mesurés de cette façon. Par ailleurs, nous avons utilisé uniquement un spectromètre Ocean Optics de résolution 0.5nm calibré en intensité.

3.4.2 Effets de l'étirement sur la largeur spectrale amplifiée

L'expérience présentée dans cette partie vise à mettre en évidence la dépendance entre la largeur de la bande de gain et le taux d'étirement du signal. Le montage optique correspondant est celui de la figure 3.4 présentée au début de ce chapitre. Il est réalisé en dispersion positive, et ne comporte qu'un seul étage de NOPCPA. Comme indiqué dans la partie 3.3, à chaque étage d'amplification, il faut chercher le rapport $r_t = \Delta t_s / \Delta t_p$ qui donne lieu, entre autres, à la bande de gain la plus large possible.

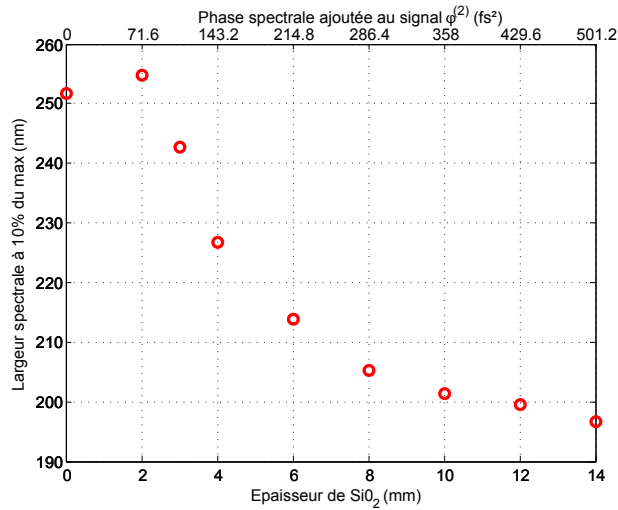


FIGURE 3.10 – Evolution de la largeur spectrale amplifiée en fonction du taux d'étirement du signal avant amplification.

Ainsi, après avoir optimisé les angles θ_I (angle d'accord de phase), et α_M (angle pompe-signal) afin d'obtenir les conditions d'accord de phase large bande, nous avons inséré sur le trajet du signal différentes épaisseurs de Silice, tout en mesurant le spectre amplifié. Les résultats sont visibles sur la figure 3.10 qui trace l'évolution de la largeur spectrale à 10%, en fonction de l'épaisseur de Silice ajoutée (axe des abscisses en bas), ou de la phase spectrale d'ordre 2 correspondante (axe des abscisses en haut). Sans lame, la largeur spectrale à 10% vaut 252nm, puis en ajoutant 2mm de Silice, soit 71.6fs², elle croît jusqu'à un maximum de 255nm, pour ensuite diminuer à mesure que l'épaisseur de la lame augmente.

Cette courbe montre clairement, qu'en régime de dispersion positive, le signal ne nécessite quasiment pas d'étirement après sa sortie de l'oscillateur. En effet, pour cet étage de NOPCPA dont le gain vaut environ 7000, une lame de Silice de 2mm seulement suffit à optimiser la bande de gain. Pour expliquer cela, il faut rappeler que le signal sortant de l'oscillateur passe par la sortie avec CEP

stabilisée (voir partie 3.1). Sur cette voie, le faisceau traverse un cristal de PPLN dont nous avons évalué la phase spectrale d'ordre 2 qu'il ajoute à : $\phi_{PPLN}^{(2)} = 870 \text{fs}^2$. Par conséquent, comme nous l'avons vu précédemment, les impulsions sortant de l'oscillateur sont étirées à une durée estimée à 570fs. En d'autres termes, en partant du couple de miroirs chirpés qui recomprime les impulsions à leur durée limitée par transformée de Fourier dans l'oscillateur (voir figure 3.1), la phase spectrale d'ordre 2 ajoutée jusqu'à l'entrée du cristal de BBO vaut au total :

$$\phi_{\text{étirement}}^{(2)} = \underbrace{\phi_{PPLN}^{(2)}}_{870 \text{fs}^2} + 2mm \times \underbrace{k_{SiO_2}^{(2)}}_{35.8 \text{fs}^2/\text{mm}} \approx 942 \text{fs}^2. \quad (3.12)$$

L'étirement du signal est alors estimé à environ 622fs à mi-hauteur.

Cette valeur optimale d'étirement est plus importante que la durée de la pompe à 1030nm (561fs) donnée par la figure 2.76 du chapitre 2. A priori, ce résultat entre en contradiction avec ce qui est dit dans la partie 3.3, c'est-à-dire, que pour obtenir une amplification large bande, le signal doit être plus court que la pompe afin qu'elle amplifie les composantes spectrales situées dans les ailes du signal. Cependant, la mesure de la durée de la pompe ne date pas du même jour que cette expérience. Or, le réglage du compresseur du CPA fibré étant très sensible, il est fort probable que la durée de la pompe ait été un peu plus longue ce jour là.

3.4.3 Evolution du spectre amplifié en fonction du délai signal-pompe

L'étude suivante porte sur la dépendance du spectre amplifié avec le retard entre les impulsions signal et pompe dans le cristal non linéaire. Le montage optique reste le même que précédemment : un seul étage de NOPCPA, et 2mm de Silice pour étirer le signal (voir figure 3.4). Ici, nous avons mesuré les spectres amplifiés tout en faisant varier le délai signal-pompe dans le cristal de BBO à l'aide de la ligne à retard.

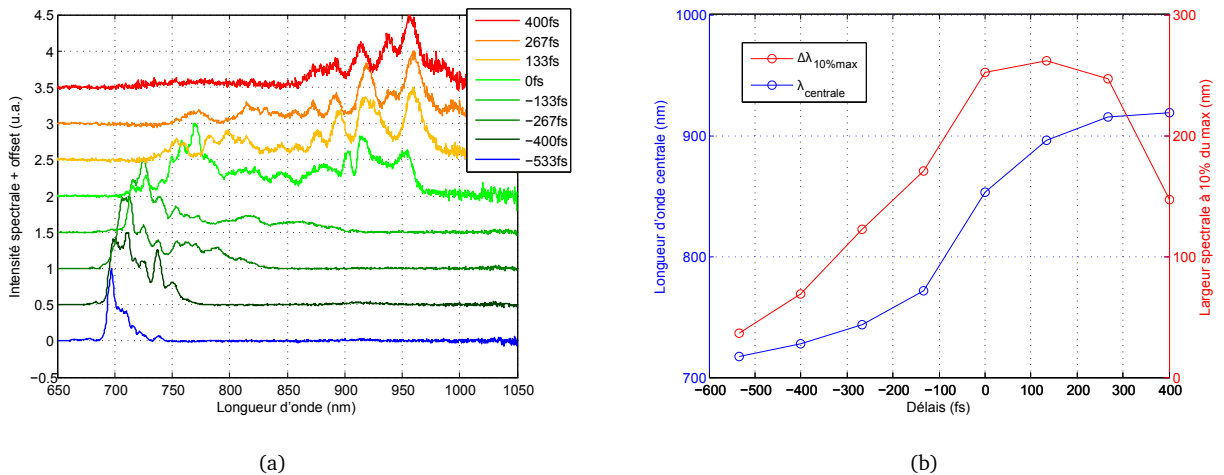


FIGURE 3.11 – Etude de la bande spectrale amplifiée en fonction du retard signal-pompe. (a) Représentation des différents spectres amplifiés selon le retard signal-pompe : $\tau_{sp} = t_s - t_p$. (b) Evolution de la largeur spectrale à 10%, et du barycentre du spectre amplifié.

La figure 3.11(a) montre les spectres obtenus à différents retards. La figure 3.11(b) présente l'évolution de la largeur spectrale à 10% (courbe rouge), et celle de la longueur d'onde centrale

(courbe bleue), en fonction du délai signal-pompe. Les valeurs relatives de ces délais ont été calculées à partir des valeurs de déplacements affichées sur la platine micrométrique de la ligne à retard. Cependant, les valeurs absolues de ces retards ont été fixées plus ou moins arbitrairement, en considérant que le retard signal-pompe est nul, lorsque la bande spectrale est la plus large possible. Plus précisément, l'allure des différents spectres étant quelque peu irrégulière, nous avons choisi comme critère le produit des largeurs à mi-hauteur et à 10% : $\Delta\lambda_{50\%} \times \Delta\lambda_{10\%}$. La courbe verte de la figure 3.11(a) donne le spectre correspondant au délai nul pour lequel ce produit est maximum.

La longueur d'onde centrale sur la figure 3.11(b) est calculée par la méthode du barycentre. Elle évolue de manière croissante avec le retard, allant des basses vers les hautes longueurs d'onde. Ainsi, du fait de l'étirement des impulsions signal, les composantes spectrales sont dépendantes du temps de façon quasi-linéaire. Par conséquent, pour un signal étiré en régime de dispersion positive, lorsque la pompe est légèrement retardée, les composantes « bleues » du front arrière de l'impulsion signal sont majoritairement amplifiées. Au contraire, lorsque la pompe est légèrement en avance, les composantes « rouges » du front avant sont favorisées. Enfin, lorsque les deux impulsions sont parfaitement synchronisées, l'ensemble du spectre signal est amplifié selon la bande de gain donnée par les conditions d'accord de phase.

L'allure monotone de la courbe d'évolution de la longueur d'onde centrale présente un grand intérêt car elle va nous servir un peu plus loin à étalonner une mesure de gigue temporelle en mesurant simplement les variations de spectres amplifiés.

3.4.4 Meilleurs résultats obtenus

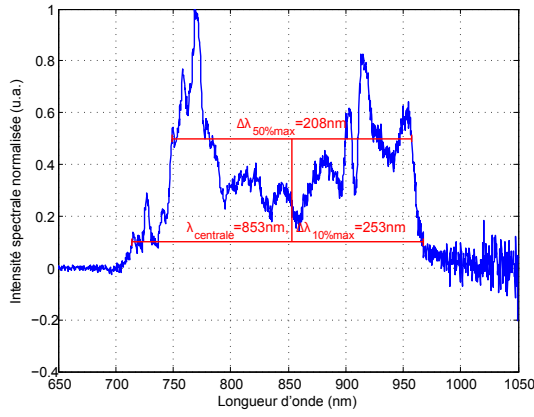
Nous présentons ici les meilleurs spectres amplifiés que nous avons réussi à générer après optimisation de l'ensemble des paramètres du ou des amplificateurs paramétriques.

Le spectre visible sur la figure 3.12(a) a été obtenu dans la configuration de NOPCPA à un étage (voir figure 3.4) pompé par 2.5W à 515nm. Il présente respectivement des largeurs spectrales à 10% et à mi-hauteur de 253nm et 208nm, et il est centré autour de 853nm. L'énergie amplifiée correspondant à ce spectre est de 3 μ J.

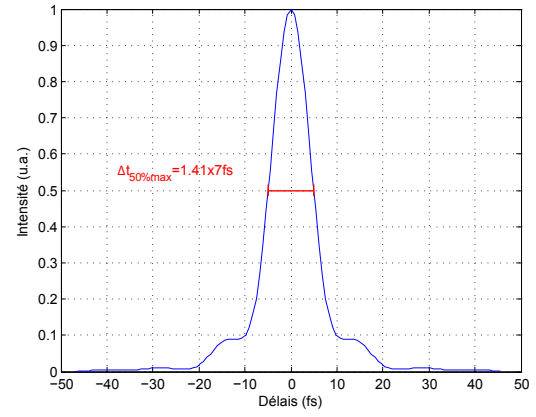
Nous avons simulé l'impulsion limitée par transformée de Fourier, qui peut être potentiellement produite à partir de ce spectre. La figure 3.12(b) en donne le résultat sous forme d'une trace d'autocorrélation théorique dont la durée, déconvoluée par une gaussienne, est de 7fs.

Les figures 3.13(a) et 3.13(b) présentent les meilleurs résultats produits dans la configuration à deux étages pompés par 12W à 515nm, dont le montage est visible sur la figure 3.5.

A nouveau, un spectre extrêmement large a pu être amplifié autour de 857nm avec une largeur à 10% proche de 300nm, donnant lieu potentiellement à une impulsion limitée par transformée de Fourier de 6.5fs, soit un peu moins de 2.3 cycles optiques par impulsion. L'énergie amplifiée correspondant à ce spectre est de 19 μ J.

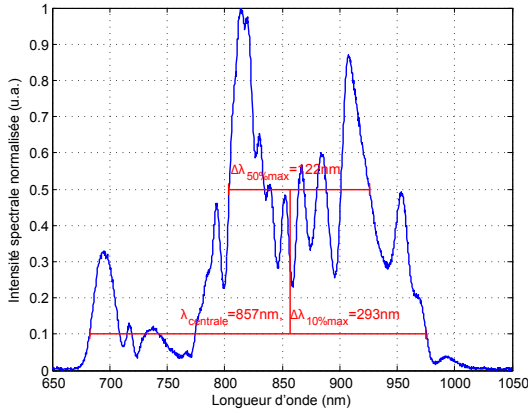


(a)

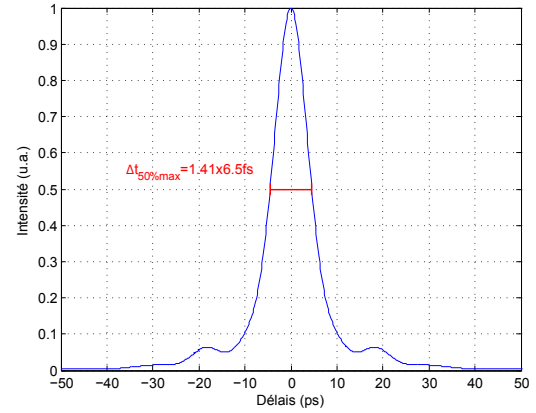


(b)

FIGURE 3.12 – Meilleur résultat obtenu en configuration de NOPCPA à un étage pompé par 2.5W à 515nm (voir figure 3.4). (a) Meilleur spectre obtenu pour une énergie amplifiée de $3\mu\text{J}$. (b) Trace d'autocorrélation de l'impulsion limitée par transformée de Fourier simulée à partir du spectre (a).



(a)



(b)

FIGURE 3.13 – Meilleur résultat obtenu en configuration de NOPCPA à deux étages pompé par 12W à 515nm (voir figure 3.5). (a) Meilleur spectre obtenu pour une énergie amplifiée de $19\mu\text{J}$. (b) Trace d'autocorrélation de l'impulsion limitée par transformée de Fourier simulée à partir du spectre (a).

3.4.5 Stabilité du spectre amplifié

3.4.5.1 Mesures à court terme : détermination de la gigue temporelle

Pour des raisons pratiques évoquées précédemment, l'impulsion signal est prélevée une dizaine de tirs plus tard que l'impulsion pompe dans le train de l'oscillateur. Or, entre chaque tir, la fréquence de répétition f_{rep} du laser varie légèrement de manière aléatoire car il n'y a aucun dispositif de stabilisation de la cavité. De plus, le chemin optique des impulsions pompe étant très long (environ une quarantaine de mètres), il est fort probable que l'ensemble des instabilités mécaniques, accumulé sur tous les éléments du CPA fibré, perturbe légèrement l'instant d'arrivée des impulsions pompe dans le ou les cristaux de NOPCPA. C'est pourquoi, il paraît intéressant de trouver un moyen d'évaluer la gigue temporelle, c'est-à-dire les variations de retard au cours du temps entre les impulsions

signal et pompe.

L'expérience menée dans la partie 3.4.3 renseigne sur l'évolution du spectre amplifié en fonction du retard entre les impulsions signal et pompe. Plus précisément, la courbe bleue de la figure 3.11(b) apporte une calibration retard-longueur d'onde centrale, qui fait correspondre, à une mesure statistique des variations de longueur d'onde centrale amplifié, une mesure de gigue temporelle sur l'ensemble de la chaîne.

En effet, après optimisation des réglages, le temps d'intégration du spectromètre utilisé pour mesurer les spectres amplifiés, a été réduit à sa durée minimale ($\tau=10\text{ms}$, soit à 100kHz , 1000 impulsions intégrées par échantillon). Puis, sans intervenir sur la chaîne, à un rythme d'un peu moins d'un spectre par seconde, nous avons prélevé 50 spectres en 1 minute, et mesuré sur chacun d'eux la longueur d'onde centrale par la méthode du barycentre. La distribution statistique obtenue est donnée par l'histogramme du haut sur la figure 3.14(b). Le calcul de l'écart quadratique moyen de cette distribution donne $\delta(\lambda_{\text{barycentre}})=14\text{nm}$. Il s'agit là d'une valeur tout à fait correcte, sachant que la largeur spectrale à mi-hauteur est en moyenne d'environ 200nm .

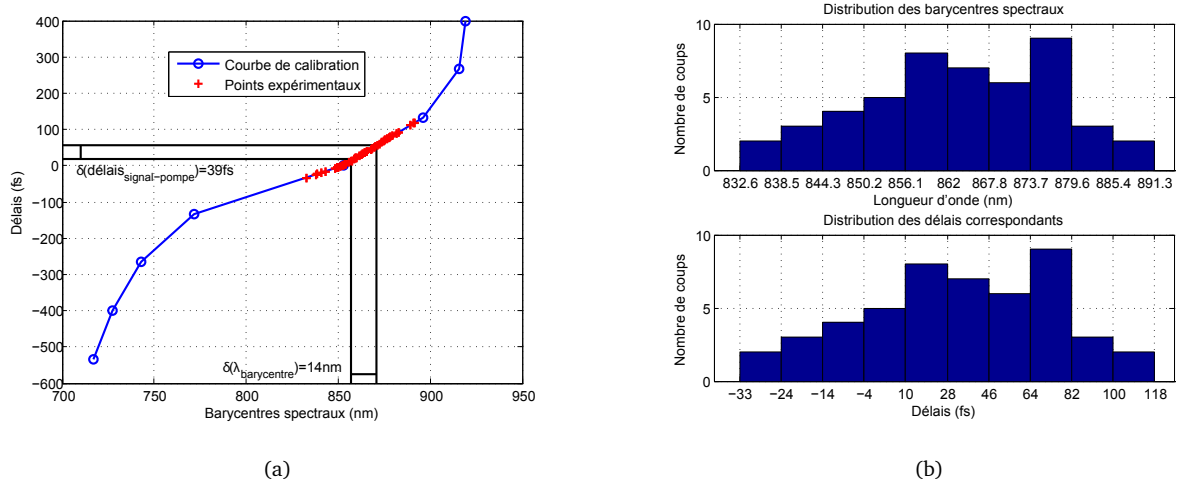


FIGURE 3.14 – Mesure de la gigue temporelle entre signal et pompe sur 1 minute. (a) Courbe de calibration retard-longueur d'onde centrale établie dans la partie 3.4.3, les croix rouges correspondent aux 50 spectres mesurés sur 1 minute. (b) En haut : distribution statistique des longueurs d'ondes centrales. En bas : distribution statistique des délais signal-pompe équivalents.

A l'aide de la courbe de calibration de la figure 3.14(a) réalisée plus tôt dans la partie 3.4.3, il est possible construire une distribution équivalente des délais signal-pompe, à partir de la distribution statistique des longueurs d'onde centrales des 50 spectres amplifiés. C'est ainsi que l'histogramme du bas de la figure 3.14(b) a été calculé. En calculant l'écart quadratique de cette distribution, nous obtenons une estimation de la gigue temporelle : $\delta(\text{délais}_{\text{signal-pompe}})=39\text{fs}$. Cette valeur correspond spatialement à une variation de $11\mu\text{m}$, ce qui est très peu au regard du trajet optique de la pompe qui mesure environ 40m . En comparaison, dans ce dispositif d'amplificateur paramétrique réalisé en synchronisant de manière active deux oscillateurs à l'aide d'un asservissement [123], la gigue temporelle mesurée vaut 120fs . De plus, notre mesure est probablement surestimée, car elle inclue entre autres, les variations de spectres amplifiés dus aux changements de pointés relatifs entre les faisceaux signal et pompe. Ces bons résultats nous confortent dans l'idée d'employer un système de synchronisation passif.

En disposant d'un spectromètre avec un temps d'intégration bien plus court, et en augmen-

tant sensiblement le nombre d'échantillons jusqu'à 1000 au moins, nous pourrions améliorer la précisions de notre estimation. Cependant, augmenter trop le temps d'enregistrement conduirait à changer le sens de la mesure qui deviendrait surtout sensible à la dérive lente de la chaîne, dûe en majorité aux variations thermiques dans la pompe CPA fibrée. Pour réduire encore la gigue temporelle, il est possible d'envisager l'utilisation d'un système d'asservissement secondaire, tel que celui proposé par Ferenc Krausz et son équipe dans cette référence [124]. Ils ont pu ainsi diminuer la gigue temporelle de 127fs à 24fs, sur un dispositif de sommation de fréquence utilisant un même oscillateur pour injecter les deux pompes.

3.4.5.2 Mesures à moyen terme sur 40mn

Les spectres présentés sur la figure 3.15 donnent une idée de la stabilité du spectre amplifié à plus long terme. Le spectre du bas est mesuré 40min après le spectre du haut. Entre temps, aucune intervention n'a eu lieu sur la chaîne. Nous constatons que l'allure du spectre amplifié, sa largeur, et sa longueur d'onde centrale ont à peine changé entre ces deux mesures. Ces résultats, obtenus dans la configuration à un étage, dont le plan est donné par la figure 3.4, démontrent la fiabilité de la chaîne.

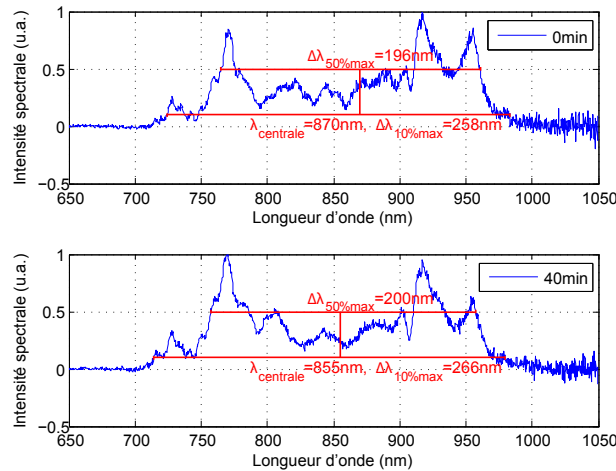


FIGURE 3.15 – Stabilité spectrale à moyen terme. En haut : spectre amplifié à t=0. En bas : spectre amplifié à t=40min. Il n'y a eu aucune intervention sur la chaîne entre ces deux mesures.

3.5 Caractéristiques spatiales et puissances amplifiées

Cette partie dresse un bilan des résultats typiques que nous avons obtenu en terme de puissance en configuration à deux étages. Bien qu'ils concernent en particulier la configuration en régime de dispersion négative illustrée par la figure 3.6, ceux obtenus en régime de dispersion positive (voir figure 3.5) sont tout à fait similaires. La puissance de pompe à 515nm disponible était d'environ 12W, soit $120\mu J$ à 100kHz, tandis que la puissance de signal était de 40mW, soit 520pJ à 77MHz. Par conséquent, le rapport d'énergie disponibles au départ entre pompe et signal vaut environ $E_p/E_s = 2 \times 10^5$.

Puissance pompe NOPCPA 2:		0W		10.3W		
Puissance pompe NOPCPA 1:		0W	0.9W	0W	0.9W	
Puissance signal entrée NOPCPA 1:	0mW	0mW	5mW	80mW	1.32W	← AOPF seule
	40mW (520pJ à 77MHz)	35mW (450pJ à 77MHz)	122mW (0.9μJ à 100kHz)	720mW (Signal amplifié+ AOPF)	1.9W (18.7μJ à 100kHz)	← Amplification du signal
		NOPCPA 2 non pompé		NOPCPA 2 pompé		

FIGURE 3.16 – Tableau des puissances mesurées à la sortie des deux étages de NOPCPA dans un régime de dispersion négative. Le schéma du montage correspondant est visible sur la figure 3.6.

Le tableau 3.16 récapitule les valeurs de puissances amplifiées dans différentes situations. La puissance du signal injectée à l'entrée du premier cristal est donnée par les cases rouges, celle des pompes dans les étages 1 et 2 par les vertes, et enfin, dans les cases jaunes et oranges, se trouvent les puissances mesurées après les deux cristaux de BBO.

La ligne jaune et orange du haut montre ce qu'il se passe lorsque le signal n'est pas injecté dans les NOPCPA. En envoyant seulement 0.9W de la première pompe, nous mesurons environ 5mW d'AOPF produite par le premier étage. A l'inverse, en éteignant la première pompe, et en injectant les 10.3W de la seconde pompe, nous mesurons 80mW d'AOPF, produite cette fois par le deuxième étage. Par ailleurs, lorsque les deux pompes sont injectées, l'AOPF générée dans le premier cristal non linéaire est amplifiée dans le second, il en résulte un faisceau très directif dont la puissance assez importante s'élève à 1.32W. Dans ce cas, il est possible de mesurer une trace d'autocorrélation de ce faisceau. La trace observée correspond au pic de cohérence de l'AOPF.

La ligne jaune et orange en bas du tableau 3.16 donne les puissances mesurées en sortie des deux étages de NOPCPA lorsque les 40mW de signal à 77MHz y sont injectés. En dessous de chaque valeur de puissance, se trouve entre parenthèses l'énergie correspondante, calculée en retranchant les 35mW de signal à 77MHz non amplifiés, et transmis dans le premier cristal de BBO lorsqu'il n'est pas pompé. Ainsi, en injectant tout d'abord 0.9W de pompe à 515nm dans le premier étage, le signal est amplifié à 100kHz, et son énergie par impulsion passe de 520pJ à 0.9μJ, soit un gain d'environ 1700. Puis, en injectant les 10.3W de la deuxième pompe, la puissance du signal grimpe jusqu'à 1.9W, soit une énergie de 19μJ à 100kHz. Le gain dans ce deuxième étage est de 21, et l'efficacité de conversion de 17.3%. Par ailleurs, la puissance mesurée sur l'idler, qui est dispersé angulairement, vaut 1.7W. L'efficacité globale mesurée sur les deux étages est de 15.6%. Cette valeur est assez faible, comparée à l'efficacité maximale attendue pour ce type de laser qui est d'environ 25%.

Remarquons que lorsque la pompe du premier étage est éteinte, la puissance du signal amplifié diminue jusqu'à 720mW, et nous observons à l'oeil nu l'apparition d'un cône d'AOPF émis par le deuxième étage. Cela s'explique en regardant les équations (3.7) et (3.8) de la partie 3.3.3. En effet, en coupant le pompage du premier étage, l'énergie disponible à l'entrée du second diminue considérablement. Par conséquent, le transfert d'énergie de la pompe vers le signal amplifié diminue au profit de l'AOPF, et le contraste chute.

Les images 3.17(a) et 3.17(b) donnent respectivement les profils du faisceau signal non amplifié, et amplifié par le premier étage, mesurés à environ 50cm du deuxième cristal de BBO. Nous

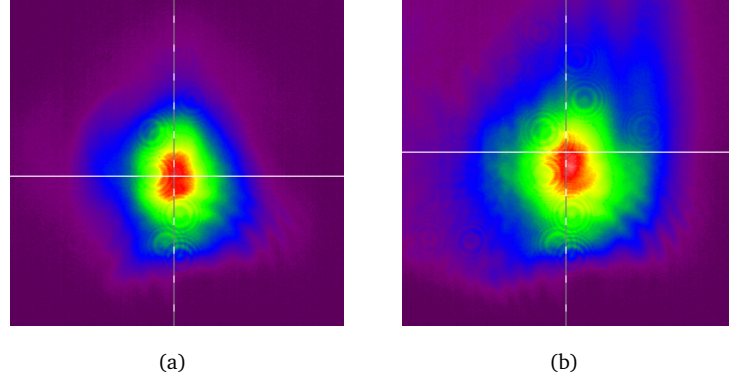


FIGURE 3.17 – Caractérisation spatiale du signal du NOPCPA. (a) Profil du faisceau signal non amplifié. (b) Profil du faisceau signal amplifié à une puissance de 122mW (seul le premier étage est pompé avec 0.9W). Les images sont prises à environ 50cm du deuxième cristal de BBO.

constatons que l'allure du profil amplifié est un peu déformé, probablement à cause d'une forte sensibilité aux conditions d'accord de phase.

3.6 Caractéristiques temporelles : compression des impulsions

3.6.1 Configuration à un étage en dispersion positive

3.6.1.1 Optimisation de la compression avec et sans amplification

Abordons à présent la compression des impulsions en sortie du NOPCPA. Dans les deux sous-parties suivantes, les résultats présentés concernent uniquement la configuration à un étage, donnée dans la figure 3.4. Rappelons que le signal est étiré en régime de dispersion positive avec 2mm de Silice. L'optimisation de la compression en sortie du NOPCPA a été réalisée à l'aide de miroirs chirpés dont la phase spectrale d'ordre 2 vaut -60fs^2 par rebond, ainsi qu'un jeu de lames de Silice de différentes épaisseurs, dont la dispersion à 800nm vaut $k^{(2)} = 35.8\text{fs}^2/\text{mm}$ (voir tableau 3.7). Là encore, nous avons fait varier le nombre de rebonds sur les miroirs chirpés, ainsi que l'épaisseur de Silice traversée par le faisceau tout en mesurant la durée des impulsions à l'aide d'un autocorrélateur.

La figure 3.18 illustre les résultats de cette expérience, réalisée sans et avec pompage du NOPCPA (respectivement points bleus et points rouges). L'axe des abscisses donne la valeur totale de la phase spectrale d'ordre 2 ajoutée après le cristal de BBO :

$$\phi^{(2)} = \phi_{\text{Miroirs chirpes}}^{(2)} + \phi_{\text{SiO}_2}^{(2)}. \quad (3.13)$$

L'axe des ordonnées donne la durée mesurée à mi-hauteur déconvoluée par une gaussienne. Sans amplification, la durée minimale obtenue est de 19.4fs, alors qu'avec amplification, elle augmente légèrement jusqu'à 25fs. Un fit non linéaire a été calculé sur les deux séries de points, à partir de la formule (3.2) qui relie l'étirement d'une impulsion gaussienne à sa phase spectrale d'ordre 2. Nous constatons que les durées minimales prédites par ces fits : $\Delta t_0 = 8\text{fs}$ et $\Delta t_0 = 10\text{fs}$, sont bien inférieures à celles mesurées par l'autocorrélateur. En fait, ces dernières sont surestimées par rapport à la réalité car à l'époque de ces mesures, nous disposions d'un autocorrélateur avec une bande passante trop étroite, qui limitait la durée minimum mesurable aux environs de 20fs.

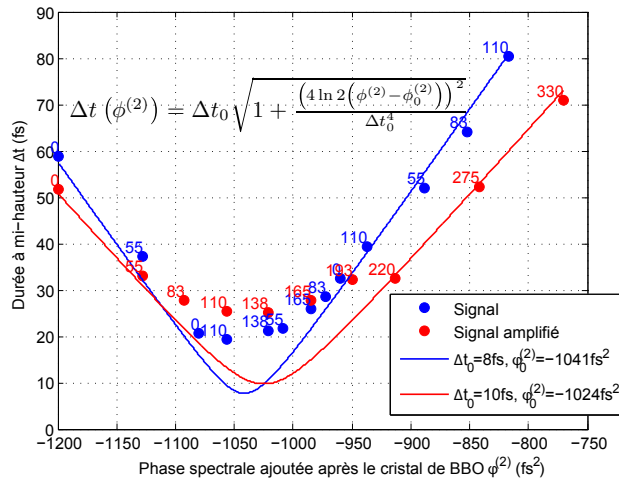


FIGURE 3.18 – Optimisation de la compression avec et sans amplification paramétrique. Les points indiquent la durée à mi-hauteur mesurée après la compression, en fonction de la phase spectrale d'ordre 2 ajoutée après le BBO par les miroirs chirpés et le jeu de lames de Silice. Les points bleus sont mesurés lorsque le faisceau est amplifié, et les rouges lorsqu'il ne l'est pas. Les courbes en traits continus sont des fits calculés avec la formule (3.2). Les nombres visibles en étiquette donnent la valeur de $\phi_{SiO_2}^{(3)}$ pour chaque point de mesure.

3.6.1.2 Mesures FROG pour trois différents contenus spectraux amplifiés

Toujours dans la même configuration de NOPCPA, nous avons fabriqué un FROG avec un cristal doubleur suffisamment court pour autoriser la caractérisation d'impulsions inférieures à une dizaine de femtosecondes. Les mesures présentées ont été effectuées sur des impulsions amplifiées à environ $2.5\mu J$ avec trois contenus spectraux différents. En effet, le spectre amplifié a été modifié à trois reprises en faisant simplement varier le retard signal-pompe comme cela a été fait dans la partie 3.4.3. Le premier spectre est relativement étroit (60nm à mi-hauteur) : il est centré autour de 736nm (voir figure 3.19(a) en haut). Le second est plus large mais son contenu reste déséquilibré vers les basses longueurs d'ondes (voir figure 3.19(c) en haut). Enfin, le dernier est très large (148nm à mi-hauteur), et présente une allure plus équilibrée en forme de « M » (voir figure 3.19(e) en haut). Entre chaque mesure, la compression a été légèrement réoptimisée.

Pour analyser les traces FROG, nous avons utilisé le logiciel Frog3 développé par Femtosoft Technologies [125]. Ce logiciel fonctionne sur le principe d'un algorithme itératif utilisant une succession de transformées de Fourier. Sous réserve de convergence de l'algorithme, il est possible de caractériser complètement le champ électrique (en amplitude et en phase) des impulsions mesurées.

En médaillon de la figure 3.19(b) se trouve la trace FROG mesurée avec un contenu spectral étroit, centré autour de 736nm, et visible en haut de la figure 3.19(a). Le bas de la figure 3.19(a), et la figure 3.19(b), montrent respectivement le spectre et l'impulsion reconstruits en intensité et en phase par l'algorithme du logiciel Frog3. Du point de vue spectral, nous constatons que la phase résiduelle est relativement plate car elle varie de moins d'un radian sur l'ensemble du spectre. Nous pouvons faire la même observation du point de vue temporel, sauf en aval de l'impulsion principale, où se trouve une légère pré-impulsion. Cependant, la durée à mi-hauteur mesurée vaut 15.6fs. Compte tenu de la largeur à mi-hauteur du spectre amplifié (60nm) autour de 736nm, cette durée correspond à 1.2 fois la durée limitée par transformée de Fourier. Nous concluons donc que la compression est d'excellente qualité.

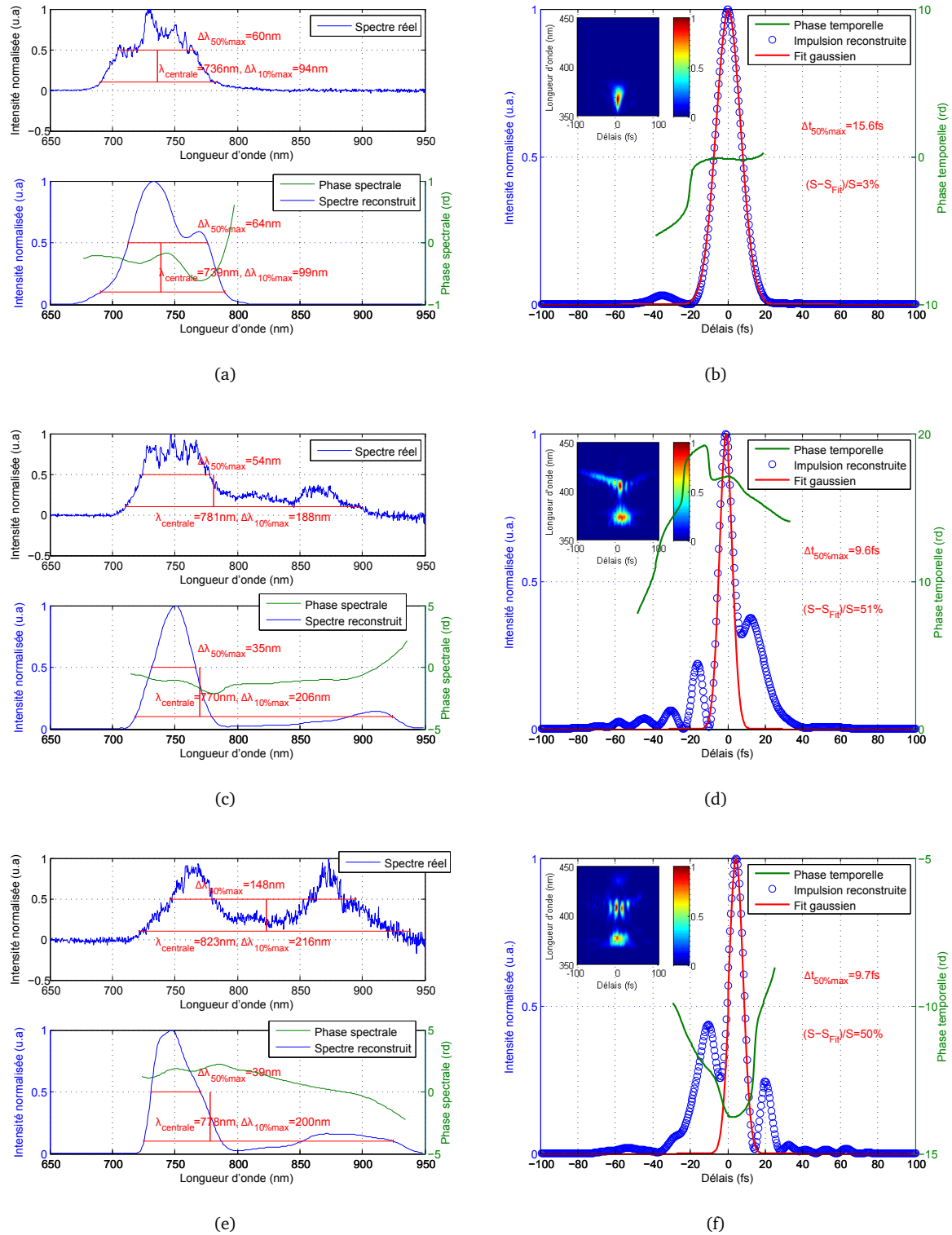


FIGURE 3.19 – Caractérisation temporelle par FROG SHG des impulsions amplifiées sur une bande étroite : (a) et (b), une large bande : (c) et (d), et une très large bande en forme de « M » : (e) et (f). Dans la colonne de gauche, en haut de chacune des figures (a), (c), et (e) se trouvent les spectres mesurés, et en bas, les spectres et leurs phases spectrales reconstruites par l'algorithme du logiciel Frog3 [125]. Dans la colonne de droite, se trouvent les impulsions et leurs phases temporelles reconstruites, avec en médaillon leurs traces FROG mesurées. Les erreurs de reconstruction sont les suivantes : $\epsilon = 2\%$ pour le premier cas, et 5% pour le deuxième et le troisième.

De la même manière, les figures 3.19(c) et 3.19(d) montrent les résultats obtenus lorsque le spectre amplifié est élargi du côté des grandes longueurs d'ondes. Bien que la largeur à 10% du spectre soit très importante (188nm), les courtes longueurs d'ondes restent prépondérantes. La durée à mi-hauteur du profil temporel de l'impulsion principale est de 9.6fs. Cependant, nous observons la présence d'impulsions satellites dues à une phase résiduelle importante que nous n'avons pas su compenser au moyen de notre simple dispositif de compression (miroirs chirpés et lames de Silice). L'allure de ces impulsions secondaires est typiquement le résultat d'une phase spectrale d'ordre 3 mal compensée. En utilisant un fit gaussien ajusté sur l'impulsion principale, nous calculons qu'environ 51% de l'énergie est perdue dans les ailes.

Enfin, les figures 3.19(e) et 3.19(f) montrent les derniers résultats obtenus avec un spectre très large et bien équilibré. A nouveau, malgré la durée très courte de l'impulsion principale, nous n'avons toujours pas réussi à compenser complètement la phase résiduelle. Il semble que l'amplitude des impulsions secondaires soit à peu près la même que dans le cas précédent. Là encore, l'énergie contenue dans les ailes est d'environ 50%.

En conclusion de ces mesures, nous voyons que la difficulté à comprimer des impulsions augmente avec la largeur du spectre amplifié. Cette observation est certainement le résultat d'une importante phase spectrale d'ordre 3, à laquelle la compression devient de plus en plus sensible à mesure que la largeur du spectre augmente. Cette phase provient principalement du cristal de PPLN de l'oscillateur, et du cristal de BBO du NOPCPA. Cependant, il peut y avoir d'autres raisons, comme par exemple, des effets de modulation de phase croisée provoqués par la pompe sur le signal amplifié. Où encore, la gigue temporelle entre signal et pompe que nous avons mesuré à 39fs dans la partie 3.4.5.1, pourrait rendre le spectre amplifié trop instable pour être mesuré dans un FROG multicoups.

3.7 Mise en forme de la phase spectrale du signal au moyen d'un SLM introduit dans une ligne à dispersion nulle

En vue d'améliorer la qualité du profil temporel des impulsions amplifiées en fin de chaîne, nous avons mené une étude portant sur un dispositif de mise en forme de la phase spectrale du signal amplifié. La partie qui suit concerne uniquement la configuration à deux étages en régime de dispersion négative, présentée sur la figure 3.6.

3.7.1 Principe et montage expérimental du dispositif de mise en forme de la phase spectrale

Pour mettre en forme à volonté le profil temporel d'une impulsion laser, il est possible d'utiliser un Dazzler [126], également appelé en anglais Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter (AOPDF). Cet instrument a été inventé par Pierre Tournois en 1997 [127]. Cependant, il n'est pas adapté à notre chaîne laser, car il n'existe pas, à notre connaissance, de Dazzler capable d'opérer à une cadence de 100kHz sur une bande spectrale de plusieurs centaines de nanomètres autour de 800nm. En effet, ces instruments sont limités à des cadences d'environ 30kHz à cause du temps de

construction de l'onde acoustique dans le cristal.

De ce fait, nous nous sommes tournés vers un dispositif plus complexe, qui consiste à mettre en forme la phase spectrale des impulsions laser à l'aide d'un SLM [128] ou d'un miroir déformable [129], inséré dans une ligne à dispersion nulle, appelée également ligne 4f [130]. Cette technique présente l'avantage de fonctionner quelque soit la fréquence de répétition du laser. Comparé au SLM, le miroir déformable peut supporter des densités plus fortes intensités. Cependant, un SLM possède généralement une meilleure résolution. Par conséquent, nous avons opté pour l'utilisation du SLM en amont de la chaîne, c'est-à-dire pour mettre en forme la phase spectrale du signal avant son amplification dans les étages de NOPCPA (voir figure 3.6).

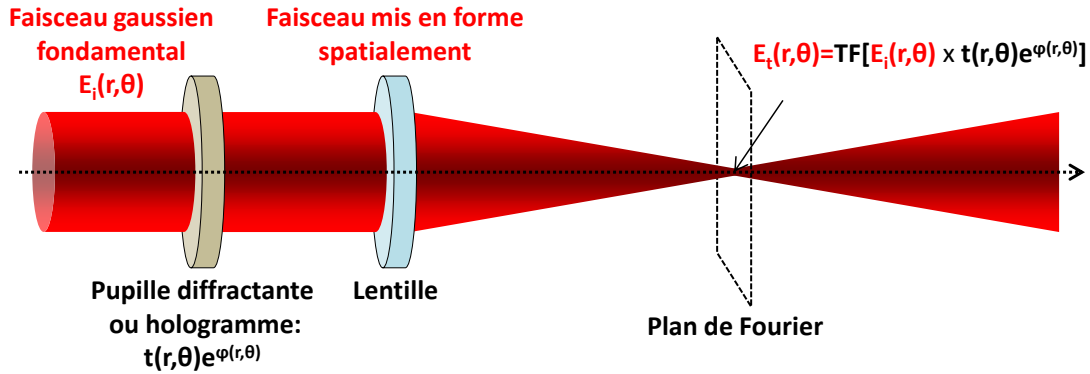


FIGURE 3.20 – Principe de mise en forme spatiale par holographie de phase. $t(r, \theta)$ est la transmission de l'hologramme, elle vaut 1 en modulation de phase. $\varphi(r, \theta)$ est la phase ajoutée au champ électrique de l'onde incidente dans le plan de l'hologramme, elle vaut 0 en modulation d'intensité.

Les SLM sont généralement employés pour mettre en forme spatialement un faisceau laser en jouant sur la distribution d'intensité et/ou la phase spatiale. Dans les conditions de Fraunhofer, c'est-à-dire à l'infini ou au foyer d'une lentille, le champ électrique observé est la transformée de Fourier du champ électrique sur la pupille diffractante de l'onde incidente (voir figure 3.20).

Dans le cas d'un SLM, la pupille diffractante (ou hologramme) est une barrette à « 2 dimensions » de cristaux liquides plus connue sous l'acronyme anglais Liquid-Crystal Display (LCD). En appliquant un champ électrique local, il est possible de contrôler l'orientation des cristaux liquides pour moduler pixel par pixel la biréfringence de la barrette LCD. De cette manière, le faisceau qui traverse le SLM est modulé dans un plan transverse en amplitude et/ou en phase selon la polarisation du laser. Ainsi, en appliquant l'hologramme adéquat $t(i, j)e^{\varphi(i, j)}$ sur la barrette LCD du SLM, le profil spatial du faisceau peut être mis en forme à volonté. L'hologramme à appliquer est relié à la transformée de Fourier inverse du profil spatial désiré dans le plan de Fourier, c'est-à-dire à l'infini ou foyer d'une lentille.

Pour étendre ce principe au domaine spectral, il faut utiliser le SLM sur un faisceau dont les composantes spectrales sont dispersées spatialement. Pour ce faire, le schéma classique est celui d'un SLM disposant d'une barrette LCD à « 1 dimension » introduit dans une ligne à dispersion nulle. Cette technique permet entre autres de moduler la phase de chaque composante spectrale de façon indépendante. En conséquence, la modulation dans le domaine temporel est avant tout produite par une modulation dans le domaine spectral.

Le montage de notre ligne à dispersion nulle est décrit par la figure 3.21. Les composantes spectrales du faisceau laser sont dispersées angulairement sur un réseau en réflexion comportant

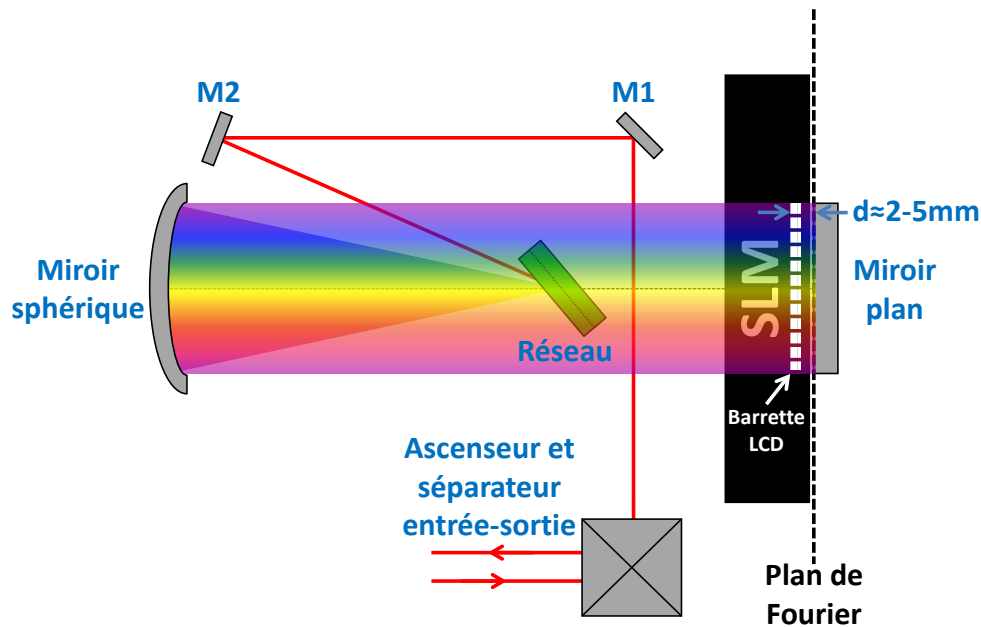


FIGURE 3.21 – Montage optique du dispositif de mise en forme spectrale constitué d’une ligne à dispersion nulle dans laquelle est inséré un SLM. Ce dernier est fourni par la société CRI, sa barrette LCD comporte 640 pixels mesurant chacun 5mm de haut par $98\mu\text{m}$ de large. Le réseau en réflexion dispose de 600 traits/mm, mesure 1", et a été fourni par la société Wasatch.

600 traits/mm, puis un miroir sphérique de focale $f=6\text{cm}$ collimate ces composantes dans un plan parallèle à la table optique. Un large miroir plan est ensuite utilisé pour effectuer le retour inverse de la lumière dans le dispositif, alors équivalent à une ligne $4f$. Celle-ci est renvoyée avec un très faible angle d’incidence pour autoriser la séparation des faisceaux d’entrée et de sortie de la ligne à dispersion nulle. Afin d’assurer un bon parallélisme entre les différents vecteurs d’ondes lorsque le faisceau traverse le SLM, la barrette LCD est positionnée au plus proche du plan de Fourier du miroir sphérique. Ainsi, les composantes spectrales sont étalées sur l’ensemble des pixels du SLM, et peuvent être modulées indépendamment les unes des autres (voir figure 3.22). La précision des modulations dépend alors de la largeur spectrale contenue dans chaque pixel.

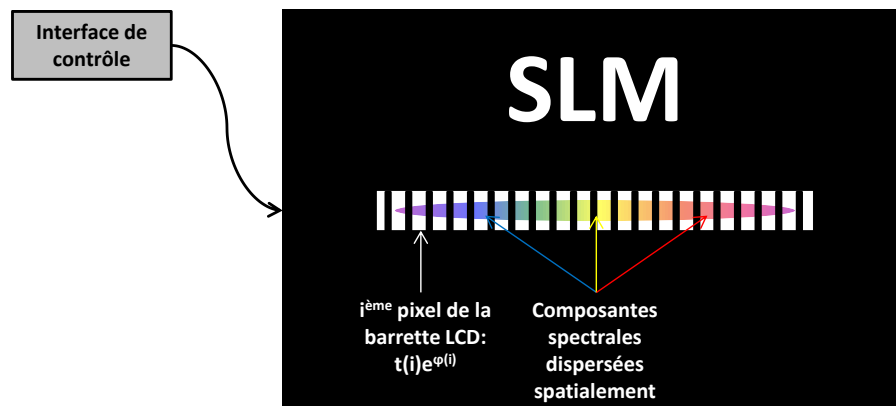


FIGURE 3.22 – Vue de profil du SLM.

Le SLM que nous utilisons a été fourni par la société CRI, il comporte 640 pixels, et fonctionne en transmission. Dans cette configuration, le spectre dispersé spatialement effectue deux passages dans le SLM, doublant ainsi l’amplitude du déphasage maximum permis. Précisons par ailleurs que

l'épaisseur physique du boîtier du SLM empêche la barrette LCD de se trouver parfaitement dans le plan de Fourier du miroir sphérique. Celui-ci étant occupé par la surface du miroir plan.

Etude préliminaire du SLM seul

Le SLM a fait l'objet d'une étude préliminaire menée à l'institut de recherche XLIM de Limoges. Un large faisceau collimaté, de diamètre légèrement supérieur à la longueur de la barrette LCD, a été envoyé à travers le SLM « au repos », c'est-à-dire, lorsque la tension appliquée aux cristaux liquides est nulle. Le faisceau transmis a ensuite été focalisé à l'aide d'une lentille. Trois points de focalisation séparés ont alors apparus dans le plan focal de la lentille. En masquant certaines zones de la barrette LCD, il est possible de faire disparaître un à un ces points. Ces résultats ont donc mis en évidence trois zones distinctes et bien définies de la barrette LCD pour lesquels une déviation angulaire différente est observée après la lentille (voir illustration de la figure 3.23). Ce défaut du SLM complexifie son utilisation car le masque de phase doit être divisé en 3 sous-masques, imposant un processus de calibration masque par masque.

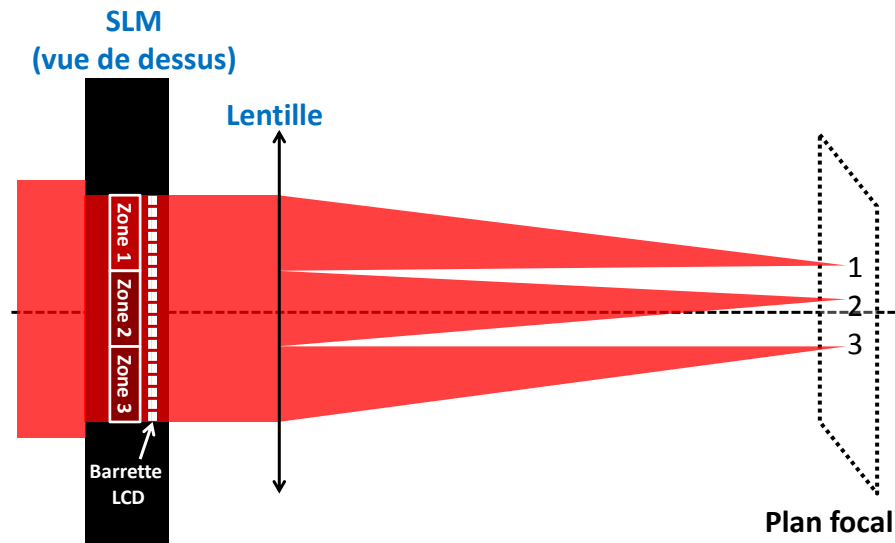


FIGURE 3.23 – Illustration schématique de l'étude préliminaire du SLM menée à l'institut de recherche XLIM de Limoges.

Réglage de la ligne à dispersion nulle

Des miroirs en Argent très faiblement dispersif ont été utilisés pour le montage de la ligne à dispersion nulle (voir figure 3.21). Le réglage de celle-ci a d'abord été vérifié sans l'insertion du SLM, en contrôlant d'une part, qu'il n'y ait pas de chirp spatial après passage dans le dispositif, et d'autre part, que la durée des impulsions en entrée est bien la même que celle en sortie.

Manipulation du masque de phase

La manipulation du masque de phase du SLM se fait via une interface Labview [131] que nous avons développée. Elle permet d'opérer de deux façons. La première consiste à entrer directement dans l'interface les valeurs des différents ordres de phase spectrale désirées : $\phi^{(2)}$, $\phi^{(3)}$, $\phi^{(4)}$, ... La seconde, plus complexe, consiste à commander le masque de phase du SLM via un algorithme génétique asservi sur un signal d'erreur. Ce dernier est réalisé à partir de la durée à mi-hauteur des

impulsions mesurée à l'aide d'un autocorrélateur SHG, et de la puissance du signal de second harmonique générée à l'intérieur de celui-ci. L'algorithme ayant pour objectif de rechercher le masque de phase qui donnera la durée la plus courte, et la puissance SHG la plus forte possible. Précisons que lors de ces expériences, nous disposions d'un nouvel autocorrélateur multicoups fourni par la société Femtolaser [132], capable de mesurer en mode interférométrique des impulsions inférieures à 10fs.

Recherche d'un masque de phase statique

Après avoir réglé la ligne à dispersion nulle, nous y avons inséré le SLM. Même au repos, celui-ci induit une certaine dispersion, il est donc nécessaire de rechercher le masque de phase statique qu'il faut appliquer pour la compenser.

Pour ce faire, les impulsions en entrée de la ligne à dispersion nulle ont d'abord été comprimées à leur durée la plus courte. Puis, en plaçant l'autocorrélateur à la sortie de la ligne à dispersion nulle, l'algorithme génétique a été utilisé pour rechercher le masque de phase qui donne à nouveau cette durée la plus courte. Cependant, le défaut du SLM (mis en évidence à Limoges) qui divise la barrette LCD en trois zones, a obligé à décomposer ce masque statique en trois sous-masques. En effet, chaque sous-masque a été optimisé indépendamment, en bloquant les composantes spectrales du faisceau passant par les deux autres zones de la barrette LCD. Ensuite, en appliquant ensemble les trois sous-masques obtenus grâce l'algorithme génétique, nous avons de nouveau vérifié que la durée des impulsions reste bien inchangée entre l'entrée et la sortie du dispositif.

Ce masque statique composé de trois sous-masques, compense à la fois la dispersion du SLM au repos, et le défaut de la barrette LCD. Il a donc été enregistré sur l'interface Labview de façon à ce que les utilisations suivantes de l'algorithme génétique démarrent à partir de ce masque statique. Ainsi, le masque statique s'ajoute au masque correspondant à la phase spectrale que l'on souhaite ajouter aux impulsions par la suite. Cela permet entre autres de diminuer le temps de convergence, et de s'affranchir ensuite de la décomposition en trois sous-masques.

3.7.2 Caractérisation du signal en sortie des étages de NOPCPA

3.7.2.1 Signal non amplifié

Nous avons vérifié l'aspect du spectre après passage dans le dispositif de gestion de la phase spectrale. La figure 3.24 montre le spectre mesuré à la sortie des étages de NOPCPA non pompés (voir figure 3.6). En comparant avec la caractérisation spectrale en sortie d'oscillateur (voir figure 3.2), nous constatons que l'allure du spectre a quelque peu changé. En effet, des modifications de forme et de largeur sont observables. Du côté infrarouge du spectre, nous constatons une coupure nette proche de 900nm, causée par un des bords du SLM. Par ailleurs, l'intensité a également diminuée du côté « bleu » en raison du miroir dichroïque utilisé pour la séparation spectrale immédiatement après l'oscillateur. Celui-ci ne dispose pas d'une bande passante suffisamment large vers les basses longueurs d'onde.

Enfin, il apparaît sur le spectre des cannelures dont l'interfrange varie avec le masque de phase appliqué au SLM. Dans l'exemple montré sur la figure 3.24, cet interfrange mesure 4.8nm vers 850nm.

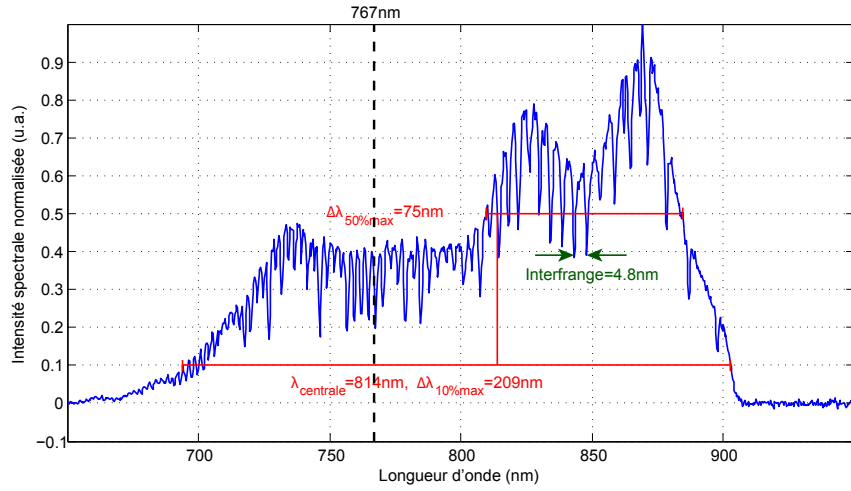


FIGURE 3.24 – Spectre mesuré sur le signal non amplifié en sortie de chaîne avec passage dans le SLM inséré dans la ligne à dispersion nulle. L'interfrange dépend du masque de phase appliqué SLM.

Par la suite, nous avons caractérisé temporellement les impulsions signal en sortie des deux étages de NOPCPA non pompés. Dans la configuration étudiée (voir figure 3.6), nous avons fait le choix de travailler dans un régime de dispersion négative, afin d'éviter les pertes importantes provoquées par les nombreuses réflexions sur les miroirs chirpés utilisés pour compenser la dispersion positive en fin de chaîne. Ainsi, ces derniers sont remplacés par une lame de Silice dont les pertes sont moins élevées.

Afin de connaître l'épaisseur de la lame de Silice nécessaire pour avoir une bonne recompression en fin de chaîne, il faut partir du principe que le dispositif de gestion de la phase spectrale doit étirer les impulsions dans un régime de dispersion négative, opposé à l'étirement idéal estimé précédemment dans la partie 3.4.2 en régime de dispersion positive. En effet, dans cette expérience à un seul étage de NOPCPA, une épaisseur de 2mm de Silice ajoutée à l'étirement du cristal de PPLN avait permis d'optimiser l'élargissement du spectre amplifié. La phase spectrale d'ordre 2 apportée par l'étirement avant le cristal de BBO était alors :

$$\phi_{\text{etirement}}^{(2)} = \underbrace{\phi_{\text{PPLN}}^{(2)}}_{870fs^2} + 2mm \times \underbrace{k_{\text{SiO}_2}^{(2)}}_{35.8fs^2/mm} \approx 942fs^2. \quad (3.14)$$

Par conséquent, pour obtenir le même étirement en régime de dispersion négative ($-942fs^2$), le SLM doit en plus compenser la dispersion positive du cristal de PPLN, et donc apporter une phase spectrale d'ordre 2 égale à :

$$\phi_{\text{SLM}}^{(2)} = -\underbrace{\phi_{\text{PPLN}}^{(2)}}_{870fs^2} - 942fs^2 = -1812fs^2. \quad (3.15)$$

En tenant compte du fait que la dispersion positive produite par le premier cristal de BBO de longueur 5mm est compensée par le couple de miroirs chirpés inséré entre les étages 1 et 2 (voir figure

3.6), le bilan de la phase spectrale d'ordre 2 ajoutée par l'ensemble des éléments de la chaîne est :

$$\phi_{Total}^{(2)} = \underbrace{\phi_{PPLN}^{(2)} + \phi_{SLM}^{(2)}}_{\text{Etirement}} + \underbrace{\phi_{BBO1}^{(2)} + \phi_{Miroirs\ chirpes}^{(2)} + \phi_{BBO2}^{(2)}}_{\text{Etages BBO 1 et 2}} + \underbrace{\phi_{SiO_2}^{(2)}}_{\text{Compression}} .$$

870fs^2 -1812fs^2 $5\text{mm} \times k_{BBO}^{(2)}$ $5\text{mm} \times k_{BBO}^{(2)}$ $e \times k_{SiO_2}^{(2)}$
 $47.95\text{fs}^2/\text{mm}$ $47.95\text{fs}^2/\text{mm}$?

(3.16)

Nous en déduisons alors qu'une épaisseur $e \approx 2\text{cm}$ de Silice permet de compenser la dispersion négative en fin de chaîne.

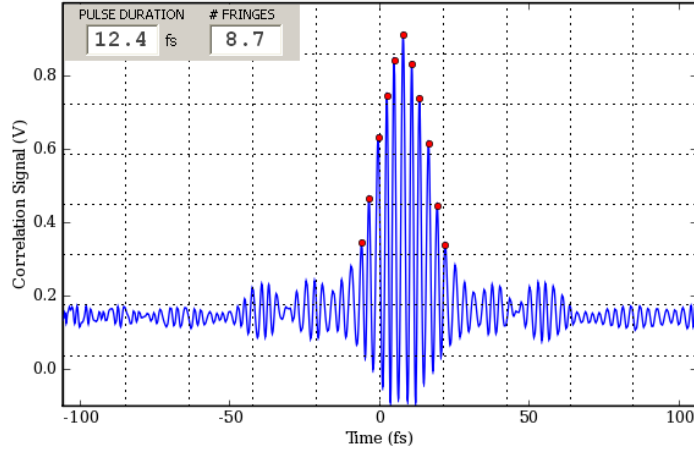


FIGURE 3.25 – Trace d'autocorrélation interférométrique mesurée en sortie de chaîne lorsque le signal n'est pas amplifié. L'interfrange est égale à $c/\lambda = 2.7\text{fs}$. L'interface de l'autocorrélateur déconvoluant par une sécante hyperbolique carré, la durée d'impulsion qu'il mesure à mi-hauteur vaut 12.4fs .

Ainsi, nous avons inséré en sortie de chaîne une lame de Silice de 2cm d'épaisseur (voir figure 3.6), puis mis en marche l'algorithme génétique pour ajuster le masque de phase du SLM, de façon à compenser pleinement la phase spectrale introduite par l'ensemble des éléments. Malgré un grand nombre de tentatives dans lesquelles l'algorithme parvenait à converger, la durée minimale par impulsion que nous avons su obtenir en sortie des NOPCPA non pompés, est de 12.4fs à mi-hauteur (voir figure 3.25). Compte tenu du spectre dont nous disposons, ce résultat est très décevant.

Par ailleurs, il a été constaté qu'en coupant la partie « bleu » du spectre jusqu'à 767nm (voir figure 3.24), la durée des impulsions ne changeait pas. Cela signifie qu'une grande partie du spectre n'est pas utilisé, et explique la durée très importante des impulsions mesurées. Ce problème est peut-être lié au défaut du SLM, ou au fait que la barrette LCD n'est pas tout à fait placée dans le plan de Fourier du miroir sphérique. Cette hypothèse semble d'autant plus probable que nous avons observé un léger déplacement du faisceau en fin de chaîne aux instants où le masque de phase est modifié par l'algorithme génétique.

3.7.2.2 Signal amplifié par le premier étage

En reprenant la démarche précédente, nous avons caractérisé le signal amplifié lorsque le premier étage de NOPCPA est pompé avec au plus 0.9W à 515nm . Le spectre de la figure 3.26 est prélevé en sortie de chaîne pour une puissance amplifiée de 87mW , soit une énergie par impulsion

d'environ $0.9\mu\text{J}$ à 100kHz . Nous pouvons noter que les largeurs à mi-hauteur et à 10% ont augmenté respectivement jusqu'à 153 et 227nm . Avec un tel spectre, il est normalement possible d'obtenir des impulsions inférieures à 10fs . En revanche, des cannelures similaires à celles observées précédemment continuent d'apparaître sur le spectre amplifié.

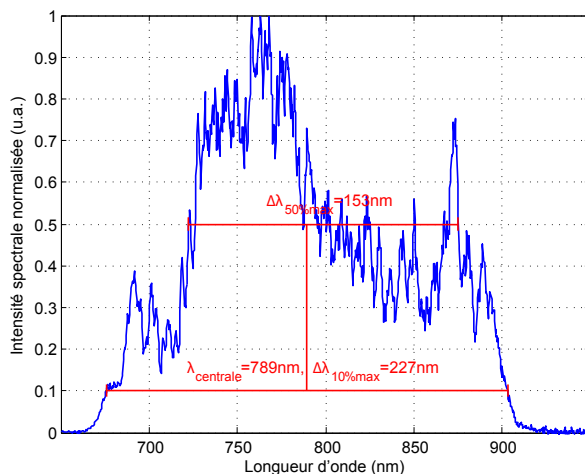


FIGURE 3.26 – Spectre mesuré en fin de chaîne lorsque le signal est amplifié par le premier étage de NOPCPA à une puissance de 87mW , soit un énergie par impulsion de $0.9\mu\text{J}$ à 100kHz .

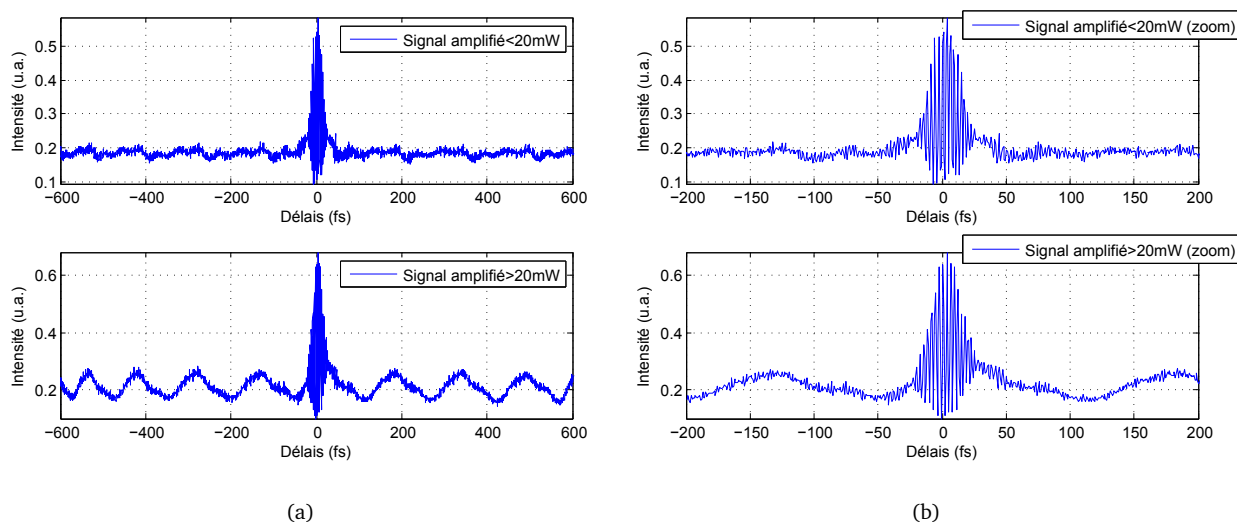


FIGURE 3.27 – Traces d'autocorrélation interférométrique sur le signal amplifié en sortie de chaîne. En haut : mesure avec une puissance amplifiée inférieure à 20mW . En bas : mesure avec une puissance amplifiée supérieure à 20mW . Les deux graphiques à droite (a) sont les zooms temporels des graphiques à gauche.

En conservant les mêmes conditions expérimentales que précédemment, c'est-à-dire en gardant le même masque de phase sur le SLM, ainsi que l'ensemble des éléments dispersifs, y compris les 2cm de Silice pour comprimer le faisceau amplifié, nous avons tenté de caractériser la durée des impulsions à l'aide de notre autocorrélateur multicoups, réglé en configuration interférométrique. Nous avons alors très vite rencontré de grandes difficultés. En effet, lorsque la puissance amplifiée dépasse 20mW seulement (voir figure 3.27(a) et 3.27(b)), un signal de modulation qui glisse

en temps réel sur l'axe des retards, apparaît sur la trace d'autocorrélation interférométrique. En augmentant le pompage du premier étage de NOPCPA jusqu'à 0.9W pour obtenir 87mW de signal amplifié, l'amplitude de ces modulations parasites augmente jusqu'à dépasser largement celle de la trace d'autocorrélation, rendant ainsi toute mesure de durée impossible.

Ce problème, pour le moment non résolu, pourrait provenir d'une résonance avec la photodiode qui détecte le signal d'autocorrélation. Pour le moment, celui-ci empêche la caractérisation temporelle du signal amplifié pour des puissances bien plus élevées, en particulier lorsque le deuxième étage de NOPCPA est pompé, et qu'il délivre 1.9W, soit des impulsions de $19\mu\text{J}$ à 100kHz.

3.7.3 Caractérisation de la pompe en temps réel : « oscilloscope paramétrique optique » en régime d'amplification extrêmement étiré

Dans cette dernière partie, nous présentons les résultats d'une expérience que nous avons intitulé « oscilloscope paramétrique optique ». L'idée principale consiste, en conservant les conditions d'accord de phase large bande, à étirer très fortement le signal à l'aide du SLM afin de sonder la pompe sur une très grande plage temporelle ($>40\text{ps}$). Ici, seul le premier étage d'amplification paramétrique est employé.

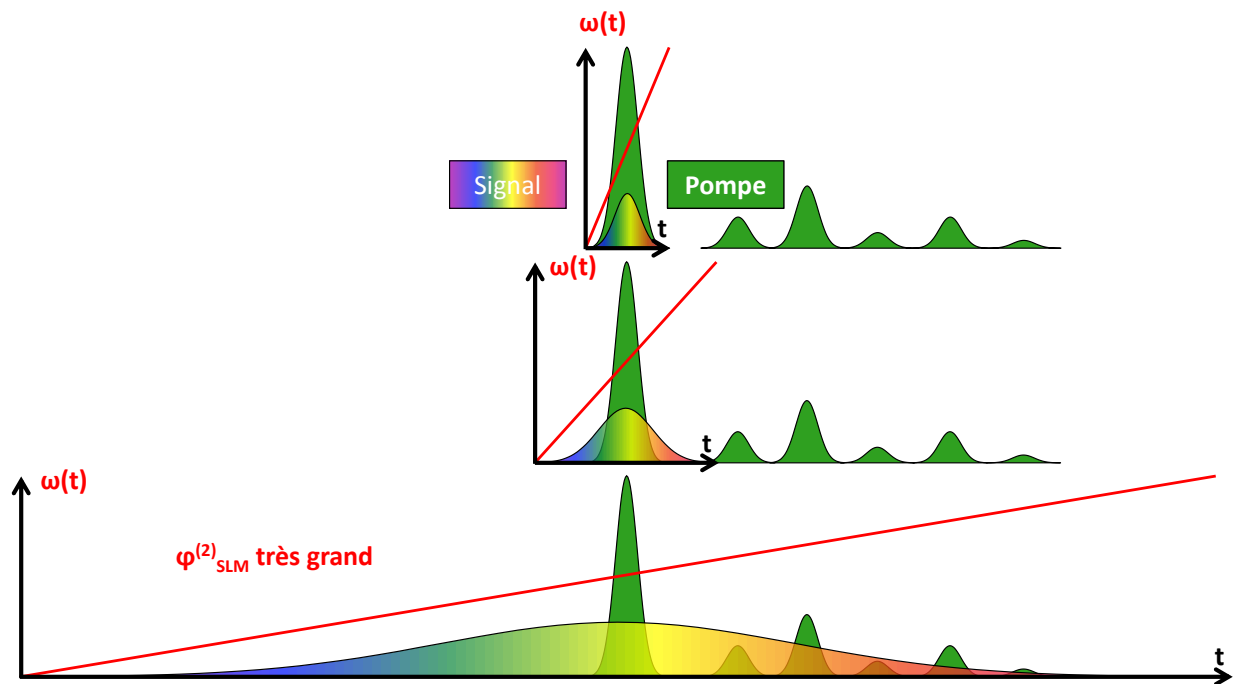


FIGURE 3.28 – Illustration du principe de l'« oscilloscope paramétrique optique ».

Comme l'illustre la figure 3.28, à mesure que l'étirement du signal augmente, ses composantes spectrales s'étalent de plus en plus dans le temps, et peuvent ainsi être amplifiées par d'éventuelles post-impulsions de pompe très retardées. En régime extrêmement étiré, la fréquence du signal varie de manière quasi-linéaire avec le temps. Par conséquent, il est possible de trouver une équivalence entre le retard d'une post-impulsion de pompe, et la longueur d'onde qu'elle amplifie dans le spectre du signal. La forme du spectre amplifié s'approche alors de l'allure temporelle de la pompe. Cependant, elle n'en est pas l'exacte copie car il faut tenir compte d'une part, des lentes variations d'amplitude du signal étiré, et d'autre part, des variations de la courbe de gain en fonction de

la longueur d'onde du signal, qui sont généralement assez plates en régime d'amplification large bande.

La figure 3.29 présente neuf mesures de spectres amplifiés dans le premier étage de NOPCPA, obtenus pour trois valeurs extrêmes d'étirement : $\phi_{SLM}^{(2)} = -10000\text{fs}^2, -25000\text{fs}^2$, et -50000fs^2 , ainsi que trois valeurs différentes de retards entre signal et pompe : $\tau_{sp} = -667\text{fs}$, 0fs , et $+667\text{fs}$.

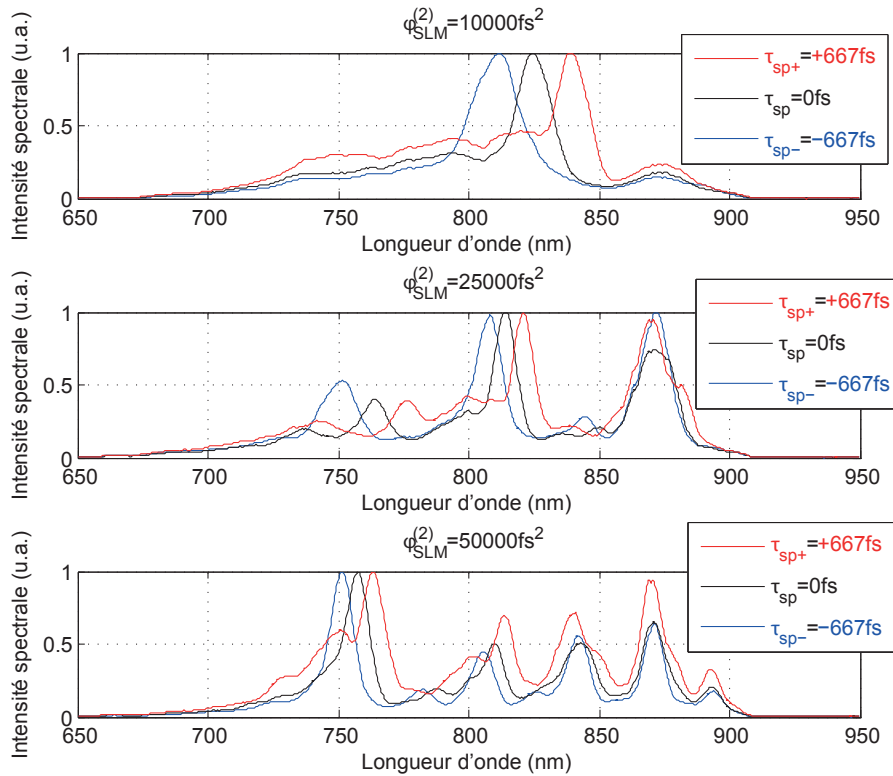


FIGURE 3.29 – Effets d'un très fort étirement du signal par le SLM sur le contenu spectrale amplifié. Les graphiques montrent des spectres amplifiés dans le premier étage de NOPCPA pour trois valeurs d'étirement du signal par le SLM (le spectre à 77MHz de l'oscillateur n'a pas été soustrait). En haut : $\phi_{SLM}^{(2)} = -10000\text{fs}^2$, au milieu : $\phi_{SLM}^{(2)} = -25000\text{fs}^2$, et en bas : $\phi_{SLM}^{(2)} = -50000\text{fs}^2$. Pour chaque taux d'étirement, nous avons fait varier le retard signal-pompe. Spectres rouges : $\tau_{sp-} = -667\text{fs}$, spectres noirs : $\tau_{sp} = 0\text{fs}$, et spectres bleus : $\tau_{sp+} = +667\text{fs}$.

Par oubli lors des mesures, le spectre de l'oscillateur n'a pas été soustrait sur les spectres amplifiés de la figure 3.29. Ces derniers sont légèrement surélevés par une base, qui n'est autre que le signal de l'oscillateur à 77MHz. Cependant, ce problème reste mineur car il ne change que très peu l'allure générale du spectre amplifié.

A mesure que l'étirement du signal augmente, nous remarquons sur ces spectres amplifiés, l'apparition de pics supplémentaires. En effet, lorsque la phase spectrale d'ordre 2 apportée par le SLM vaut 10000fs^2 , il y a un pic, pour 25000fs^2 , trois pics, et enfin lorsqu'elle vaut 50000fs^2 , nous en comptons cinq.

En effet, avec un étirement de 10000fs^2 , le signal est déjà suffisamment étiré pour que la pompe ne recouvre qu'une très faible partie de ses composantes spectrales, ce qui explique l'étroitesse du spectre amplifié malgré des conditions d'amplification large bande. En étirant d'avantage le signal avec 25000fs^2 , les composantes spectrales du signal deviennent si étalées dans le temps, que des post-impulsions de pompe très retardées font leur apparition dans le spectre amplifié sous la forme

de deux pics supplémentaires. De même, avec 50000fs², deux autres post-impulsions apparaissent encore.

Par ailleurs, en changeant le délai entre signal et pompe à l'aide de la ligne à retard, nous notons un déplacement de la longueur d'onde centrale des pics amplifiés. L'amplitude de ce glissement semble dépendre de l'étirement du signal, et de longueur d'onde centrale considéré. En effet, en prenant par exemple le graphique en bas de la figure 3.29, correspondant à un étirement de 50000fs², nous constatons que si le délai signal-pompe varie, les pics situés du côté « bleu » du spectre se déplacent d'avantage que les pics situés du côté infrarouge.

Ainsi, en configuration large bande, lorsque le signal est extrêmement étiré, il existe une équivalence entre l'axe des longueurs d'ondes du spectre amplifié et l'axe des temps. Cette équivalence intéressante permet, en temps réel, de visualiser temporellement la pompe à 515nm sur des délais relativement longs, en observant l'allure du spectre amplifié. De manière analogue à un oscilloscope, il est possible de faire varier l'étirement du signal pour changer la base de temps sur laquelle l'on souhaite observer la pompe. Pour ce faire, il est néanmoins indispensable de préalablement calibrer l'équivalence temps-longueur d'onde de notre « oscilloscope paramétrique optique ».

3.7.3.1 Calibration

Afin de réaliser cette calibration, nous avons reproduit la même expérience en prenant soin de soustraire aux mesures le spectre de l'oscillateur à 77MHz. Le graphique en haut de la figure 3.30 illustre les résultats obtenus avec un étirement du SLM : $\phi_{SLM}^{(2)} = 60000\text{fs}^2$, soit une durée à mi-hauteur estimée à $\Delta t \approx 40\text{ps}$ pour les impulsions signal. Nous pouvons noter la différence avec les figures précédentes, ici les pics amplifiés sont bien séparés par des intervalles d'amplitudes quasi-nulles.

Là encore, nous constatons qu'en faisant varier le retard signal-pompe, le décalage spectrale n'est pas le même pour chaque pic du spectre amplifié. Ainsi, pour réaliser notre courbe de calibration, nous avons tout d'abord mesuré sur chacun des 6 pics spectraux amplifiés, le rapport entre la variation des délais $\Delta\tau_{sp} = \tau_{sp+} - \tau_{sp-} = +667 - (-667) = 1334\text{fs}$, et le décalage de sa longueur d'onde centrale qui en résulte $\Delta\lambda_i = \lambda_{i+} - \lambda_{i-}$:

$$\frac{\Delta\tau_{sp}(\lambda_i)}{\Delta\lambda_i} = \frac{1334}{\lambda_{i+} - \lambda_{i-}}. \quad (3.17)$$

Ici, λ_i est la longueur d'onde centrale du i^{ieme} pic du spectre en noir correspondant à un retard signal-pompe nul, λ_{i+} la longueur d'onde centrale du i^{ieme} pic du spectre en rouge correspondant à un retard $\tau_{i+} = +667\text{fs}$, et enfin λ_{i-} la longueur d'onde centrale du i^{ieme} pic du spectre en bleu correspondant à un retard $\tau_{i-} = -667\text{fs}$ (voir figure 3.30).

Les points noirs sur le graphique en bas de la figure 3.30 correspondent aux rapport $\Delta\tau_{sp}/\Delta\lambda_i$ mesurés sur chacun des six pics du spectre amplifié. La courbe noire est un lissage polynomial à l'ordre 3 de ces points de mesures. La fonction polynomiale obtenue est assimilable à une dérivée du retard τ_{sp} par rapport à la longueur d'onde :

$$f(\lambda) = \frac{d\tau_{sp}(\lambda)}{d\lambda}. \quad (3.18)$$

En intégrant ensuite cette fonction polynomiale (courbe verte sur la figure 3.30), nous obtenons une courbe de calibration $t(\lambda)$, donnant la correspondance entre le temps et la longueur d'onde du

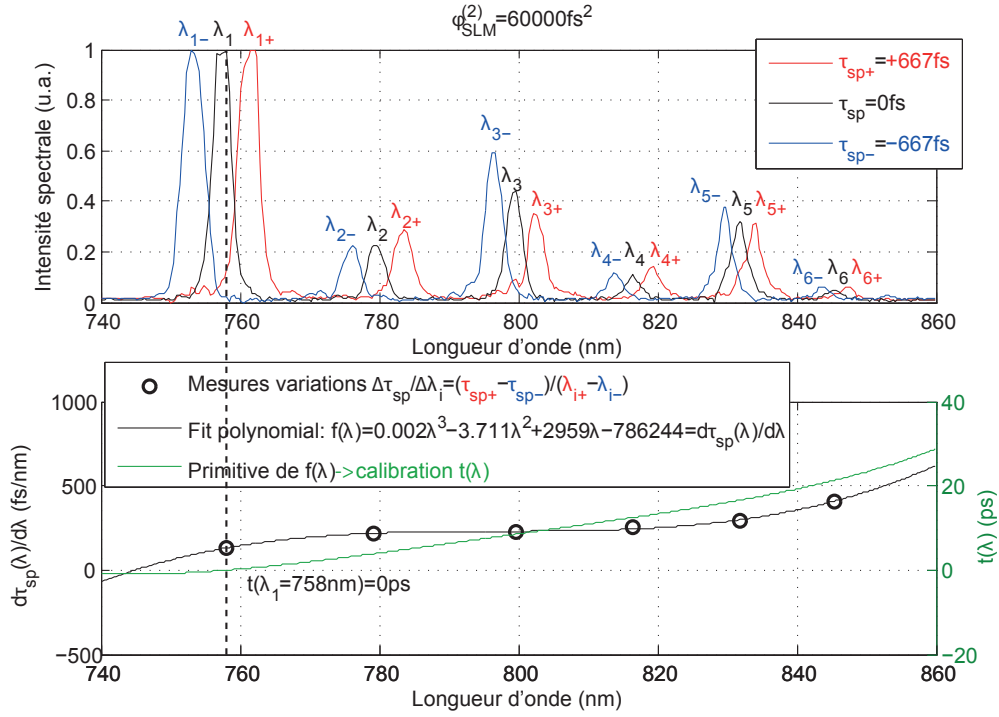


FIGURE 3.30 – Procédure de calibration temps-longueur d'onde pour un étirement du signal de 60000fs^2 . En haut : spectres amplifiés dans le premier étage de NOPCPA pour trois valeurs de retard entre signal et pompe : $\tau_{sp} = -667\text{fs}$, 0fs , et $+667\text{fs}$. En bas : les points noirs correspondent aux mesures $\Delta\tau_{sp}/\Delta\lambda_i$, la courbe noire, au lissage polynomial de ces points, et la courbe verte, à la calibration temps-longueur d'onde obtenue en intégrant cette fonction polynomiale.

spectre amplifié pour un étirement du signal de 60000fs^2 . Précisons que le temps zéro qui détermine la valeur de la constante d'intégration, a été fixé arbitrairement à la longueur d'onde correspondant au premier pic, soit pour $\lambda_1 = 758\text{nm}$.

3.7.3.2 Changement d'axe et confrontation des résultats à des mesures d'autocorrélation et d'intercorrélation

Ainsi, en reprenant le spectre amplifié correspondant à un retard nul entre signal et pompe (courbe noire en haut de la figure 3.30), nous avons remplacé l'axe des longueurs d'onde par l'axe des temps donné par la calibration $t(\lambda)$. Le résultat de ce changement d'axe est visible sur la courbe noire en bas de la figure 3.31. Nous y observons, une première grande impulsion, dont la durée à mi-hauteur vaut $\Delta t = 398\text{fs}$, puis cinq post-impulsions séparées régulièrement d'environ 3 à 4ps, avec une largeur à mi-hauteur variant de 0.5 à 1.5ps. Bien que cette courbe permette d'estimer l'aspect temporel de la pompe, son interprétation doit se faire avec prudence, car le gain étant dépendant de la longueur d'onde amplifiée, l'amplitude des impulsions l'est donc aussi. Par conséquent, les rapports d'amplitude entre ces impulsions ne reflètent probablement pas l'exacte réalité.

Nous avons souhaité confronter ces résultats avec une mesure d'autocorrélation de la pompe à 1030nm , c'est-à-dire avant doublage de fréquence. Il s'agit de la courbe orange de la figure 3.31. Du point de vue de la durée à mi-hauteur mesurée sur l'impulsion principale, les valeurs semblent correspondre : $\Delta t = 398\text{fs}$ selon la méthode précédente, et $\Delta t = 1.41 \times 561\text{fs}$ pour la mesure d'au-

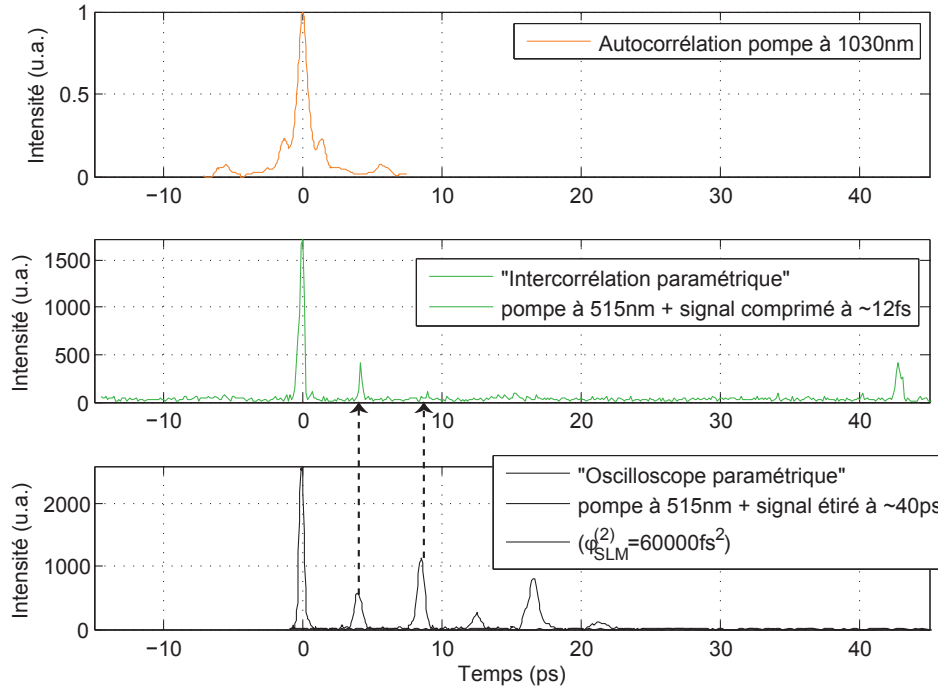


FIGURE 3.31 – Caractérisation temporelle de la pompe selon trois méthodes différentes.

to corrélacion. Cependant, nous ne pouvons rien conclure concernant les délais entre l'impulsion principale et les post-impulsions.

Enfin, nous avons réalisé une expérience d'intercorrélacion par amplification paramétrique entre la pompe et le signal recomprimé à une durée d'environ 12fs. La courbe obtenue est visible en vert sur la figure 3.31. A nouveau, la durée à mi-hauteur mesurée sur l'impulsion principale de la trace d'intercorrélacion, semble s'accorder avec les résultats précédents puisqu'elle vaut $\Delta t = 466\text{fs}$. De plus, les deux premières post-impulsions semblent correspondre, en terme de retard, avec celles de la courbe noire obtenue par la méthode dite d'« oscilloscope paramétrique ». Néanmoins, nous pouvons noter l'apparition d'une post-impulsion très retardée à $\tau = 43\text{ps}$. Ce retard correspond typiquement à une double réflexion de la pompe ou du signal dans le cristal de BBO. En effet, parcourue à la vitesse de la lumière, ce retard équivaut à une distance d'environ 13mm, proche d'un aller-retour dans le cristal de BBO de 5mm.

Cette expérience d'« oscilloscope paramétrique optique » consistant à étirer très fortement le signal avant amplification, a permis de mettre en évidence des impulsions secondaires dont les amplitudes relatives sont difficiles à déterminer, car dépendantes du gain paramétrique et la longueur d'onde correspondante. Bien que la durée mesurée sur l'impulsion principale s'accorde relativement bien avec la durée mesurée par autocorrélacion de la pompe à 1030nm, et celle mesurée par intercorrélacion de la pompe à 515nm avec le signal recomprimé, les retards mesurés sur les post-impulsions sont difficiles à interpréter. En effet, ils correspondent à des distances trop longues (environ 1mm) pour être des réflexions multiples sur des revêtements optiques, et courtes pour être des réflexions multiples dans le cristal de BBO. Leurs origines pourraient donc se situer quelque part à l'intérieur du CPA fibré.

3.8 Conclusion

En conclusion, au cours de la thèse, nous avons eu à disposition entre 2.5 et 12W de pompe à 515nm, pour le pompage d'un à deux étages de NOPCPA, conçus tantôt en dispersion positive, tantôt en dispersion négative. D'un point de vue spectral, ces deux configurations ont apporté typiquement les mêmes résultats. En effet, avec un seul étage de NOPCPA pompé par 2.5W, nous avons généré des impulsions de $3\mu\text{J}$, avec un spectre dont la largeur à 10% vaut 208nm. De même avec 12W de pompe, répartis sur deux étages de NOPCPA, nous avons amplifié des impulsions jusqu'à $19\mu\text{J}$ à 100kHz, avec un spectre large de 293nm à 10%.

Dans la configuration à un seul étage, une estimation de la gigue temporelle entre signal et pompe a donné un résultat de 39fs. Cette valeur très faible appuie favorablement l'idée maitresse de cette chaîne laser, qui est d'avoir prélevé les impulsions signal et pompe du même oscillateur, afin de les synchroniser en cadence de manière passive. Par ailleurs, toujours dans une configuration à un étage, et à l'aide d'un simple dispositif de miroirs à dérive de fréquence, nous avons pu recomprimer des impulsions de $2.5\mu\text{J}$ à une durée inférieure à 10fs. Cependant, la recompression est imparfaite, et la mesure FROG montre qu'une phase résiduelle persiste. C'est pourquoi, afin de compenser les ordres élevés associés à cette phase résiduelle, nous avons jugé utile d'étudier la mise en place d'un dispositif de mise en forme de la phase spectrale du signal, en amont des étages de NOPCPA. Ce dispositif utilise un SLM inséré dans une ligne à dispersion nulle. Les premiers résultats de compression ont été décevants, puisque même sans amplification, nous n'avons pu recomprimer le signal à moins de 12fs. Il s'avère que la barrette LCD du SLM présente des défauts qui rendent sa calibration très complexe.

En revanche, cette outil nous a permis de proposer une méthode originale pour caractériser en temps réel la pompe à 515nm sur une large plage temporelle. En effet, en régime d'étirement extrême, les composantes spectrales du signal s'étalent de façon quasi-linéaire dans le temps. Par conséquent, si le gain paramétrique large bande est relativement plat, l'allure du spectre amplifié est proche du profil temporel de la pompe. Ainsi, tel un oscilloscope, le SLM permet de faire varier la base de temps sur laquelle l'on souhaite caractériser la pompe.

En établissant une calibration temps-longueurs d'onde amplifiées, nous avons obtenu une estimation de la durée à mi-hauteur des impulsions de pompe à 515nm d'environ 400fs. Cette durée est proche de celle mesurée par « intercorrélation paramétrique », ce qui appuie favorablement la fiabilité de cette technique singulière de caractérisation de la pompe. Cependant, la mesure fait apparaître des post-impulsions très retardées, dont l'origine est d'autant plus discutable qu'elles n'apparaissent pas sur la trace d'« intercorrélation paramétrique ».

Avant d'ajouter un troisième étage de NOPCPA pompé par la deuxième ligne CPA fibrée, les prochaines études de cette chaîne devront s'attarder particulièrement sur l'amélioration du profil spatial du faisceau amplifié à des puissances élevées. De même, la compression à forte puissance présente encore des obstacles à abattre, notamment au niveau de la mesure temporelle des impulsions qui se trouve « noyée » dans un bruit de fond, qui augmente avec la puissance amplifiée, mais dont l'origine ne saurait être attribuée à la fluorescence paramétrique.

Conclusion générale

L'émergence récente de la physique attoseconde lance de nouveaux défis aux laseristes d'aujourd'hui : fournir à des utilisateurs issus de la communauté « attoseconde », des sources lasers ultrabrèves (sub-10fs) à phase absolue stabilisée, haute énergie, et très haute cadence.

Afin de répondre à cette demande, nous avons allié deux technologies de pointe : l'amplification à dérive de fréquence dans des fibres microstructurées à très gros coeur dopé à l'Ytterbium, et l'amplification paramétrique large bande.

Dans un amplificateur paramétrique pompé en dehors de la dégénérescence, il faut réaliser une interaction non colinéaire pour obtenir une amplification très large bande. Ainsi, nous avons calculé que dans un cristal de BBO pompé à 515nm avec un spectre large de 6nm à mi-hauteur, et un « angle magique » entre signal et pompe $\alpha_M = 2.62^\circ$, la bande de gain autour de 800nm est supérieure à 250nm à mi-hauteur. Une telle largeur spectrale peut potentiellement donner lieu à des impulsions inférieures à 7fs.

Pour le pompage des étages de NOPCPA, nous avons prélevé puis filtré spectralement une faible partie du spectre ultralarge d'un l'oscillateur Ti :Sa. Après filtrage, il subsiste environ 2mW d'un signal centré autour de 1030nm, et large de 22nm à mi-hauteur. Cette quantité très faible de signal nous a imposé une architecture complexe de la pompe CPA fibrée. En effet, afin de fournir suffisamment de signal pour saturer l'entrée des amplificateurs à forte puissance, sans toutefois dépasser les seuils de non linéarités dans la phase de préamplification, il a fallu pas moins de trois préamplificateurs. Le premier a été placé avant l'étireur, le second, avant le diviseur de cadence à 100kHz, et le dernier avant les amplificateurs à forte puissance. Ces préamplificateurs ont été réalisés à partir de fibres microstructurées dont le coeur monomode dopé à l'Ytterbium mesure 40 μ m.

Afin de diminuer au mieux l'intensité crête dans les amplificateurs à forte puissance, les impulsions de la pompe CPA ont été étirées jusqu'aux limites imposées par les dimensions des tables optiques et le coût exorbitant des réseaux de grandes dimensions. Ainsi, au début de la chaîne CPA, les impulsions sont étirées jusqu'à 2.7ns, puis le rétrécissement spectral par le gain réduit cette durée à environ 1.5ns juste avant la compression.

Les amplificateurs à forte puissance moyenne sont conçus à partir de fibres rigides microstructurées. Ces fibres dites « barreau » ou « rod-type fiber » en anglais, possèdent un coeur monomode dopé à l'Ytterbium, dont le diamètre très large mesure 80 μ m. A haute énergie, ces fibres présentent néanmoins une grande sensibilité au niveau de la face de sortie, et sont sujettes à de nombreuses casses. Grâce aux études technologiques que nous avons menées sur les procédés de préparation des faces des fibres (clive, polissage à grain, pose d'embouts de Silice, et polissage à l'arc électrique),

nous avons pu augmenter fortement le seuil de dommage de ces fibres, et obtenir d'excellents résultats en terme d'énergie amplifiée. En effet, nous avons établi un régime critique à 90W, soit une énergie de 0.9mJ à 100kHz. Cependant, pour une telle puissance, nous avons constaté l'apparition de battements de modes. C'est pourquoi, nous avons limité la puissance en routine à 60W, de façon garantir à l'utilisateur un fonctionnement durable et de bonne de qualité.

A bas régime d'amplification, c'est-à-dire lorsque les amplificateurs à fibres barreaux ne sont pas pompés, les impulsions en sortie de chaîne CPA sont recompressibles à une durée inférieure à 400fs, soit environ 1.4 fois la durée limitée par transformée de Fourier (pour un spectre large de 6nm à mi-hauteur, centré autour de 1030nm). En revanche, à mesure que le pompage de la fibre barreau augmente, des effets d'automodulation de phase apparaissent, et obligent à travailler dans un régime CPA non linéaire. Il a donc fallu désaccorder le couple étireur-compresseur pour compenser au mieux la phase non linéaire apportée par la SPM. Cependant, il subsiste une phase résiduelle, qui est responsable de l'apparition de petites impulsions satellites. La durée à mi-hauteur de l'impulsion principale a néanmoins été caractérisée à moins de 600fs.

De plus, en montant en parallèle deux amplificateurs à forte puissance, nous avons démontré qu'il est tout à fait possible de gérer la recompression des deux lignes dans un seul compresseur à réseau. Cela impose d'adapter les puissances de pompage dans les deux amplificateurs en fonction de la longueur des fibres, de façon à égaler les phases non linéaires générées dans chacune d'elles.

Une des deux lignes CPA fibrée a été doublée en fréquence afin de réaliser le pompage des deux premiers étages de NOPCPA. Cette pompe fournie aujourd'hui 12W de puissance à 515nm, utilisable quotidiennement. Trois configurations de NOPCPA ont été testées. Dans les deux premières, le signal est étiré dans un régime de dispersion positive, alors que dans la troisième, il est étiré en régime de dispersion négative. Dans les trois cas, que ce soit avec un ou deux étages de NOPCPA, les résultats du point de vue spectral sont particulièrement intéressants, puisque les spectres amplifiés dépassent 120nm à mi-hauteur, et 220nm à 10%, ce qui donne lieu potentiellement à des impulsions de moins de 7fs. L'énergie maximale obtenue est de 19 μ J à 100kHz.

Bien que la compression de ces impulsions à pleine puissance soit à ce jour inachevée, les travaux sont en bonne voie car nous avons déjà su comprimer des impulsions de 2.5 μ J à une durée inférieure à 10fs à l'aide d'un simple dispositif de miroirs à dérive de fréquence.

Dans l'ensemble, un certain nombre d'améliorations sont à prévoir sur cette chaîne. Tout d'abord, au niveau de la pompe, il faut améliorer la qualité de la recompression en abaissant la quantité de non linéarités à l'aide de fibres barreaux à plus gros coeur. Les dernières générations de fibres LPF dont le coeur mesure 135 μ m, allègeraient considérablement la densité d'énergie contenue en sortie d'amplificateur. Par ailleurs, ces fibres présentent un seuil d'apparition des effets de battement de modes très élevé, situé au delà de la centaine de watts. Il serait également intéressant d'étudier les avantages possibles apportés par la combinaison cohérente des deux fibres barreaux actuellement montées en parallèles. Le façonnage d'un profil temporel de meilleure qualité sur la pompe à 1030nm améliorerait certainement l'efficacité de doublage.

Concernant la partie amplification paramétrique, il serait tout d'abord judicieux d'augmenter la puissance de sortie de l'oscillateur Ti :Sa, afin que celui-ci délivre des impulsions recomprimées à

moins de 7fs avec la stabilisation de la CEP active. De cette façon, les impulsions ne traverseraient pas le cristal de PPLN, qui apporte visiblement une phase spectrale d'ordre 3 très élevée, difficilement recompressible avec des moyens simples. Pour augmenter encore la puissance en sortie de chaîne, il faut prévoir l'emploi de la deuxième ligne CPA fibrée pour le pompage d'un troisième étage de NOPCPA. Avec ce dernier étage, nous pourrions espérer atteindre une énergie supérieure à $40\mu\text{J}$ à 100kHz. Enfin, une idée novatrice serait d'exploiter le faisceau à 1600nm, généré par la DFG dans le cristal de PPLN de l'oscillateur Ti :Sa, afin de réaliser son amplification paramétrique par les pompes CPA non doublées. L'énorme avantage de ce signal à 1600nm est que sa CEP est stabilisée passivement.

Le futur de cette chaîne laser est très prometteur car nous avons déjà exploité une des deux lignes CPA fibrées pour réaliser une expérience de génération d'harmoniques à très haute cadence (100kHz) en collaboration avec le groupe « Harmonique » du laboratoire CELIA [104]. Nous avons mis à disposition un faisceau de 50W, avec des impulsions recomprimées à moins de 600fs. En focalisant le faisceau sur différents gaz, nous avons pu observer l'émission d'harmoniques d'ordre élevé, et mesurer des spectres XUV. L'harmonique la plus élevée, H29, a été obtenue dans l'Argon et le Krypton. Cette expérience a validé la fiabilité du spectromètre XUV conçu par l'équipe « Harmonique », en démontrant que celui-ci est capable de gérer l'importante charge thermique du faisceau fondamental. L'architecture de ce dispositif est prévue pour la réalisation, dans un avenir assez proche, d'expériences de type pompe-sonde.

Parmi les autres nombreuses applications de ce NOPCPA pompé par CPA fibré, nous trouvons le perçage athermique (en employant la pompe à 1030nm), la chirurgie oculaire dans le secteur médical, ou encore dans un registre plus fondamental, des mesures de coïncidences, où la haute cadence est très appréciée car elle réduit considérablement la durée des expériences.

Annexe

Rappels de formules élémentaires

Afin d'éviter certaines confusions au niveau des définitions, nous rappelons ici quelques notions très basiques.

La vitesse de phase v_ϕ et la longueur d'onde λ diminuent avec l'indice du matériau traversé par la lumière :

$$v_\phi = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k} \quad \text{et} \quad \lambda = \frac{\lambda_0}{n}, \quad (3.19)$$

par ailleurs :

$$\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega} = \frac{c}{\nu} \quad \text{et} \quad k = \frac{2\pi n}{\lambda_0}. \quad (3.20)$$

Ici, λ_0 est la longueur d'onde dans le vide, et λ celle dans le matériau. ω et ν sont inchangés que l'on soit dans le vide ou non. De manière générale, l'on parle toujours de longueur d'onde dans le vide λ_0 pour effectuer des calculs. C'est pourquoi, l'on utilise toujours les équations 3.20. Cependant, l'on peut trouver des relations similaires qui utilisent la longueur d'onde dans le matériau λ :

$$\lambda = \frac{2\pi c}{n\omega} = \frac{v_\phi}{\nu} \quad \text{et} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (3.21)$$

Montage optique du NOPCPA pompé par CPA fibré

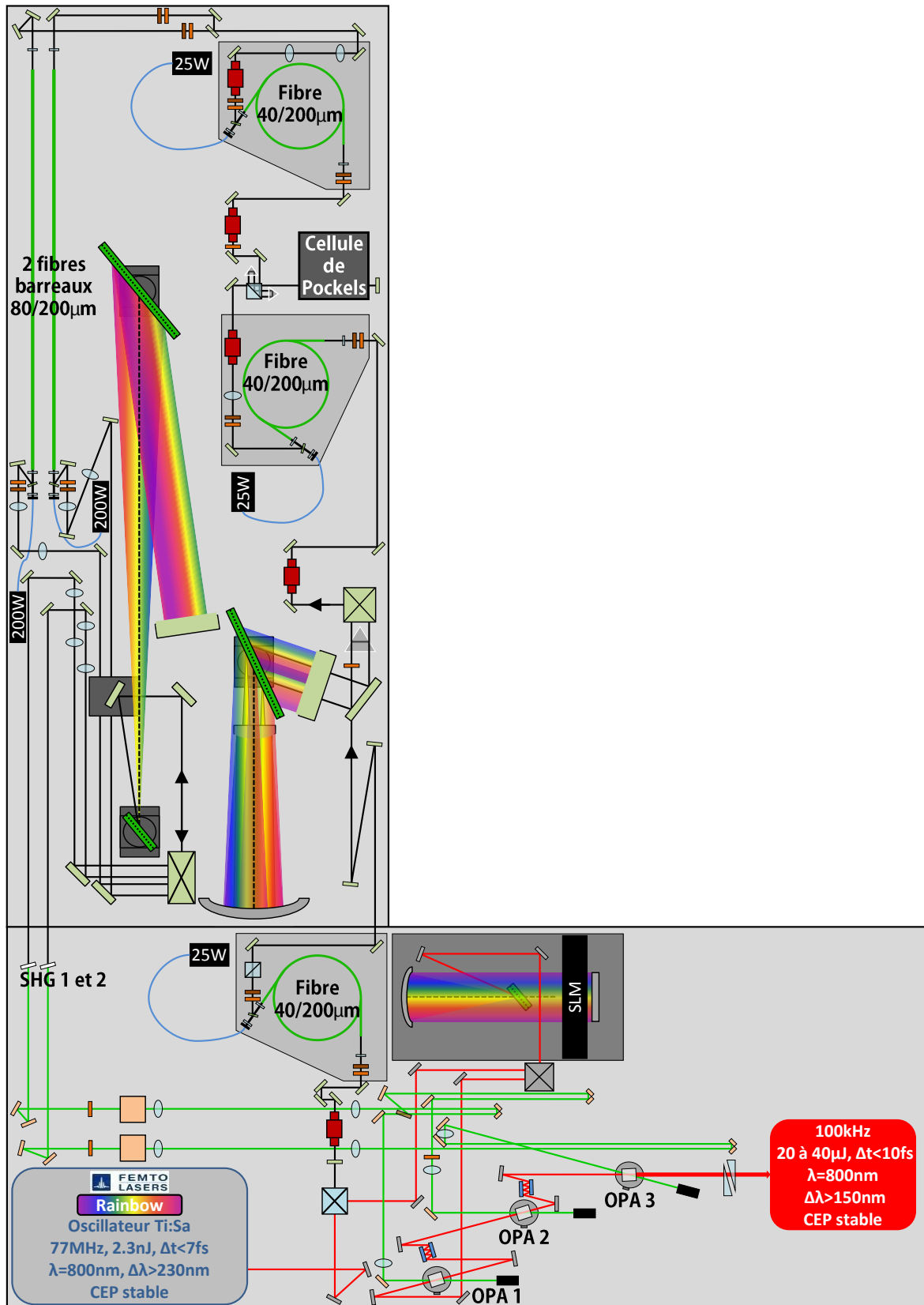


FIGURE 3.32 – Montage optique final de l'ensemble du NOPCPA de la chaîne Solstice sans la partie Ti :Sa cryogénée.

Table des figures

1	Projet Solstice.	12
1.1	Amplification paramétrique.	17
1.2	Génération de second harmonique.	18
1.3	Influence du désaccord de phase sur l'évolution de l'intensité de l'onde doublée au cours de la propagation.	24
1.4	Amplification paramétrique en régime de forte conversion.	25
1.5	Génération de second harmonique à 515nm : tableau des longueurs non linéaires. . .	26
1.6	Génération de second harmonique en régime de forte conversion.	26
1.7	Représentation vectorielle de la condition d'accord de phase.	27
1.8	Biréfringence dans un cristal uniaxe négatif $n_e < n_o$	28
1.9	Ellipsoïdes d'indices ordinaire et extraordinaire pour des cristaux uniaxes.	29
1.10	Tableau des conditions d'accord de phase sur les indices pour différentes configurations possibles en doublage de fréquence.	29
1.11	Génération de second harmonique : représentation en ellipsoïdes d'indices de la condition d'accord de phase de type I pour un cristal uniaxe négatif.	29
1.12	Tableau des différentes configurations possibles pour l'amplification paramétrique. .	30
1.13	Condition de quasi-accord de phase dépendante de la distance de propagation dans le cristal.	30
1.14	Génération de second harmonique en régime de faible conversion : illustration de la méthode de quasi-accord de phase.	31
1.15	Illustration du phénomène de walk-off ou de double réfraction.	32
1.16	Génération de second harmonique à 515nm : tableau des longueurs limites de recouvrement spatial L_{w_0} pour différents cristaux en configuration de type I.	33
1.17	Génération de second harmonique à 515nm : tableau des longueurs limites de recouvrement temporel L_{GVM} pour différents cristaux en configuration de type I.	36
1.18	Ajustement de la GVM entre signal et idler.	37
1.19	Simulation sous SNLO : courbe d'accord de phase à « l'angle magique ».	38
1.20	Simulations sous SNLO : élargissement de la bande spectrale.	39
1.21	Simulation sous SNLO : courbe de gain normalisée pour notre OPA non colinéaire. .	39
1.22	Simulations sous SNLO : tableaux récapitulatifs des caractéristiques de certains cristaux utilisés pour la génération de second harmonique à 515nm.	41
2.1	Principe de l'amplification à dérive de fréquence.	43

2.2	Architecture de la pompe CPA fibrée.	44
2.3	Dispersion chromatique à 1030nm dans différents matériaux utilisés.	47
2.4	Montage optique d'un autocorrélateur multicoup du second ordre en configuration non colinéaire.	49
2.5	Facteurs de déconvolution pour des profils d'intensité gaussien et sécante hyperbolique carrée.	50
2.6	Dispositif de sélection spectrale en sortie d'oscillateur.	51
2.7	Sélection spectrale en sortie d'oscillateur.	51
2.8	Profil spatial du faisceau sortant de l'oscillateur après filtrage spectral autour de 1030nm.	52
2.9	Caractéristiques du signal à l'entrée de l'étireur.	52
2.10	Montage optique d'un étireur de type Öffner en simple passage.	53
2.11	Montage optique d'un étireur de Öffner en double passage.	55
2.12	Profil temporel des impulsions mesuré à la sortie de l'étireur de Öffner en double passage.	56
2.13	Montage optique d'un étireur de Öffner en dispersion nulle.	56
2.14	Trace d'autocorrélation en sortie de l'étireur de Öffner en dispersion nulle.	57
2.15	Montage optique du compresseur à réseaux en transmission.	59
2.16	Caractérisation spectrale et temporelle des impulsions en sortie du compresseur monté avec les réseaux Wasatch.	61
2.17	Montage optique du compresseur à réseaux en réflexion.	62
2.18	Caractérisation de l'efficacité des réseaux PGL en réflexion.	62
2.19	Trace d'autocorrélation mesurée en sortie du compresseur monté avec les réseaux PGL.	63
2.20	Structure d'une fibre simple gaine à saut d'indice.	64
2.21	Structure d'une fibre double gaine adaptée pour le pompage multimode à forte puissance moyenne.	65
2.22	Section typique d'une fibre microstructurée.	66
2.23	Fibre souple 40/200 μ m fournie par la société Crystal Fiber et utilisée pour les trois étages de préamplification.	68
2.24	Fibre de type barreau 80/200 μ m fournie par la société Crystal Fiber et utilisé pour les deux lignes d'amplification à forte puissance montées en parallèle.	68
2.25	Tableau des longueurs des fibres barreaux en fonction de leur dénomination.	69
2.26	Propriétés spectroscopiques de l'ion Ytterbium à l'état trivalent Yb ³⁺	70
2.27	Montage optique du premier préamplificateur fibré.	72
2.28	Caractéristiques du signal sortant du premier préamplificateur fibré.	73
2.29	Caractéristiques spectrales des deuxième et troisième préamplificateurs en routine.	74
2.30	Simulation du rétrécissement spectral par le gain dans les trois préamplificateurs.	76
2.31	Evolution de la largeur spectrale au cours des trois étapes de préamplification.	76
2.32	Division de cadence par Cellule de Pockels.	78
2.33	Pourcentage de puissance utile à 100kHz dans le faisceau en fonction du contraste.	79
2.34	Montage optique des deux amplificateurs à forte puissance moyenne construits en parallèles.	79

2.35 Caractérisation de la diode Limo 60W.	80
2.36 Caractérisation de la diode Limo 200W.	81
2.37 Caractérisation de la diode Alphanov 200W.	82
2.38 Face endommagée d'une fibre barreau.	83
2.39 Photo de la 3SAE.	84
2.40 Schéma illustrant une fibre fusionnée et polie du côté pompe.	84
2.41 Banc de polissage pour les fibres barreaux.	85
2.42 Procédure optimale de polissage.	86
2.43 Caractéristiques du faisceau amplifié dans une fibre barreau 80/200 μ m fusionnée et polie aux deux extrémités.	86
2.44 Schéma illustrant une fibre sur laquelle est soudé un embout de Silice du côté pompe.	88
2.45 Caractéristiques du faisceau amplifié dans une fibre barreau 80/200 μ m sur laquelle un embout de Silice est soudé à l'aide d'un laser CO ₂	89
2.46 Profil d'intensité typique mesuré en sortie d'un amplificateur à forte puissance.	89
2.47 Bilan des tests d'amplification à forte puissance.	91
2.48 Montage optique de mesure de dépolarisation dans un amplificateur à forte puissance.	92
2.49 Mesure de dépolarisation dans l'amplificateur à forte puissance.	93
2.50 Observation au microscope du vieillissement de la fibre Ancien Femto+ la plus utilisée.	94
2.51 Montage optique destiné à l'observation du profil spatial sortant de l'amplificateur à forte puissance.	94
2.52 Etude du vieillissement de la fibre Ancien Femto+ : profils d'intensité mesurés à la sortie de l'amplificateur à forte puissance.	95
2.53 Clivage de la fibre pour diminuer les effets du vieillissement.	96
2.54 Illustration de la procédure d'alignement du compresseur à réseau pour minimiser le chirp spatial.	97
2.55 Mesure du chirp spatial du faisceau en sortie du compresseur.	98
2.56 Mesure du chirp spatial du faisceau non amplifié à environ 1m après la lentille d'injection de la pompe (f= 10.5mm).	98
2.57 Mesure du chirp spatial du faisceau non amplifié à environ 30cm de la sortie de la fibre barreau (sans la lentille de la pompe).	99
2.58 Optimisation du compresseur en régime quasi-linéaire : $P_{comp}^{sortie}=7W$	101
2.59 Optimisation du compresseur en régime non linéaire : $P_{comp}^{sortie}=53.5W$	102
2.60 Stabilité de la compression à moyen terme.	104
2.61 Coupure spectrale dans la partie rouge du spectre de l'étireur.	105
2.62 Coupure spectrale dans la partie bleue du spectre de l'étireur.	106
2.63 Evolution des non linéarités en fonction de la puissance amplifiée dans l'amplificateur à fibre barreau.	108
2.64 Dispositif expérimental de mesure d'intégrale B dans l'amplificateur à fibre barreau par interférométrie spectrale.	110
2.65 Schéma de principe décrivant la méthode de Fourier pour extraire le terme de déphasage $\Delta\phi(\omega) = \phi(\omega) - \phi_0(\omega)$ dans une expérience d'interférométrie spectrale linéaire.	111
2.66 Illustration théorique d'une expérience d'interférométrie spectrale.	112

2.67	Méthode numérique d'extraction de la phase spectrale.	112
2.68	Résultats de l'expérience d'interférométrie spectrale à basse puissance.	113
2.69	Résultats de l'expérience d'interférométrie spectrale à forte puissance.	114
2.70	Montage optique du compresseur à deux faisceaux.	115
2.71	Compression des deux faisceaux sortant des deux amplificateurs à forte puissance dans un seul et unique compresseur à réseaux.	116
2.72	Deux exemples de montages optiques d'expériences de combinaison cohérente. . . .	118
2.73	Mesure du facteur M^2 en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur à fibre barreau.	120
2.74	Processus SHG en fonction des différents cristaux.	121
2.75	Courbes théoriques de l'évolution du processus de doublage de fréquence pour un cristal de BBO de 1mm.	122
2.76	Trace d'autocorrélation correspondant à une puissance de 44W en sortie de compres- seur.	123
2.77	Expérience de doublage de fréquence dans un cristal de BBO de 1mm.	124
3.1	Montage optique de l'oscillateur Ti :Sa Rainbow fourni par la société Femtolaser. . . .	127
3.2	Spectre délivré par l'oscillateur Ti :Sa mesuré sur la voie comportant la stabilisation de la CEP.	129
3.3	Estimation de la dispersion à 800nm engendrée par le cristal de PPLN.	130
3.4	Montage optique du NOPCPA à un étage en régime de dispersion positive (pompe disponible=2.5W).	131
3.5	Montage optique du NOPCPA à deux étages en régime de dispersion positive (pompe disponible=12W).	132
3.6	Montage optique du NOPCPA à deux étages dans en régime de dispersion négative utilisant un SLM introduit dans une ligne à dispersion nulle (pompe disponible=12W).133	133
3.7	Dispersion chromatique à 800nm dans différents matériaux utilisés.	133
3.8	Illustration visuelle de la différence entre les processus d'AOPF et de filamentation plasma.	138
3.9	Illustration du procédé de mesure du spectre amplifié à 100kHz.	138
3.10	Evolution de la largeur spectrale amplifiée en fonction du taux d'étirement du signal avant amplification.	139
3.11	Etude de la bande spectrale amplifiée en fonction du retard signal-pompe.	140
3.12	Meilleur résultat obtenu en configuration de NOPCPA à un étage pompé par 2.5W à 515nm.	142
3.13	Meilleur résultat obtenu en configuration de NOPCPA à deux étages pompé par 12W à 515nm.	142
3.14	Mesure de la gigue temporelle entre signal et pompe sur 1 minute.	143
3.15	Stabilité spectrale à moyen terme.	144
3.16	Tableau des puissances mesurées à la sortie des deux étages de NOPCPA dans un régime de dispersion négative.	145
3.17	Caractérisation spatial du signal du NOPCPA.	146
3.18	Optimisation de la compression avec et sans amplification paramétrique.	147

3.19	Caractérisation temporelle par FROG SHG des impulsions amplifiées.	148
3.20	Principe de mise en forme spatiale par holographie de phase.	150
3.21	Montage optique du dispositif de mise en forme spectrale constitué d'une ligne à dispersion nulle dans laquelle est inséré un SLM.	151
3.22	Vue de profil du SLM.	151
3.23	Illustration schématique de l'étude préliminaire du SLM menée à l'institut de recherche XLIM de Limoges.	152
3.24	Spectre mesuré sur le signal non amplifié en sortie de chaîne avec passage dans le SLM inséré dans la ligne à dispersion nulle.	154
3.25	Trace d'autocorrélation interférométrique mesurée en sortie de chaîne lorsque le signal n'est pas amplifié.	155
3.26	Spectre mesuré en fin de chaîne lorsque le signal est amplifié par le premier étage de NOPCPA à une énergie de $0.9\mu\text{J}$ à 100kHz	156
3.27	Traces d'autocorrélation interférométrique sur le signal amplifié en sortie de chaîne. .	156
3.28	Illustration du principe de l'« oscilloscope paramétrique optique ».	157
3.29	Effets d'un très fort étirement du signal par le SLM sur le contenu spectral amplifié. .	158
3.30	Procédure de calibration temps-longueur d'onde pour un étirement du signal de 60000fs^2	160
3.31	Caractérisation temporelle de la pompe selon trois méthodes différentes.	161
3.32	Montage optique final de l'ensemble du NOPCPA de la chaîne Solstice sans la partie Ti :Sa cryogénée.	168

Acronymes

FLASH2 Free Electron LASer in Hamburg 2

SFG Sum Frequency Generation

OPA Optical Parametric Amplification

DFG Difference Frequency Generation

SHG Second Harmonic Generation

OR Optical Rectification

THG Third Harmonic Generation

HHG High Harmonique Generation

GVM Group Velocity Mismatch

GVD Group Velocity Dispersion

CEP Carrier Enveloppe Phase

PPLN Periodically Poled Lithium Niobate

CPA Chirped Pulse Amplification

FCPA Fiber Chirped Pulse Amplification

SPM Self Phase Modulation

NOCPA Noncolinear Optical Parametric Chirped Pulse Amplification

ASE Amplified Spontaneous Emission

MFD Mode Field Diameter

ASE Amplified Spontaneous Emission

TGG Terbium Gallium Garnet

PGL Plymouth Grating Laboratory

AOM Acousto-Optic Modulator

PBS Polarizing Beam Splitter

FBG Fiber Bragg Grating

FROG Frequency-Resolved Optical Gating

SPIDER Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction

SEA-SPIDER Spatially Encoded Arrangement for SPIDER

SPIRIT SPectral Interferometry Resolved In Time
FDI Frequency Domain Imaging
CRAB Complete Reconstruction of Attosecond Bursts
FTSI Fourier-Transform Spectral Interferometry
EOM Electro-Optic Modulator
LPF Large-Pitch Fiber
BBO Beta Barium Borate (β -BaB₂O₄)
BiBO Bismuth Borate (BiB₃O₆)
LBO Lithium Triborate (LiB₃O₅)
KDP Potassium Dihydrogen Phosphate (KH₂PO₄)
TFP Thin Film Plate
CCD Charge-Coupled Device
SLM Spatial Light Modulator
CEO Carrier Enveloppe Offset
APD Avalanche Photodiode
AOPDF Acousto-Optic Programmable Dispersive Filter
LCD Liquid-Crystal Display
GOLF Group on Optics and Femtosecond Lasers
OPF Optical Parametric Fluorescence
AOPF Amplified Optical Parametric Fluorescence

Bibliographie

- [1] T. H. MAIMAN. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, 187(4736) :493–494, August 1960.
- [2] R. L. Fork, B. I. Greene, and C. V. Shank. Generation of optical pulses shorter than 0.1 psec by colliding pulse mode locking. *Applied Physics Letters*, 38(9), 1981.
- [3] P. M. Paul, E. S. Toma, P. Breger, G. Mullot, F. Augé, Ph. Balcou, H. G. Muller, and P. Agostini. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation. *Science*, 292(5522) :1689–1692, 2001.
- [4] M Hentschel, R Kienberger, C Spielmann, GA Reider, N Milosevic, T Brabec, P Corkum, Ulrich Heinzmann, Markus Drescher, and F Krausz. Attosecond metrology. *NATURE*, 414(6863) :509–513, 2001.
- [5] C. Teisset, N. Ishii, T. Fuji, T. Metzger, S. Köhler, R. Holzwarth, A. Baltuška, A. Zheltikov, and F. Krausz. Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle opcpa. *Opt. Express*, 13(17) :6550–6557, Aug 2005.
- [6] N. Ishii, C.Y. Teisset, T. Fuji, S. Kohler, K. Schmid, L. Veisz, A. Baltuska, and Ferenc Krausz. Seeding of an eleven femtosecond optical parametric chirped pulse amplifier and its nd3+ picosecond pump laser from a single broadband ti :sapphire oscillator. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 12(2) :173–180, March 2006.
- [7] Julien Nillon. *Développement et implémentation d'un amplificateur picoseconde à fibre haute cadence*. 2008.
- [8] J. Nillon, S. Montant, J. Boullet, R. Desmarchelier, Y. Zaouter, E. Cormier, and S. Petit. 15fs-1 μ j-100khz by direct seeding of a nopa and its fiber pump by a cep-stabilized oscillator. In *Lasers and Electro-Optics 2009 and the European Quantum Electronics Conference. CLEO Europe - EQEC 2009. European Conference on*, pages 1–1, June 2009.
- [9] M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, T. Mans, C. Schnitzler, P. Russbueltdt, J. Dolkemeyer, E. Seise, T. Gottschall, S. Hädrich, S. Duesterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, B. Faatz, A. Tünnermann, J. Rossbach, M. Drescher, and F. Tavella. Yb :yag innoslab amplifier : efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification. *Opt. Lett.*, 36(13) :2456–2458, Jul 2011.
- [10] P. Russbueltdt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Poprawe. Compact diode-pumped 1.1 kw yb :yag innoslab femtosecond amplifier. *Opt. Lett.*, 35(24) :4169–4171, Dec 2010.

- [11] A. Giesen, H. Hügel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers. *Applied Physics B*, 58(5) :365–372, 1994.
- [12] Adolf Giesen and J. Speiser. Fifteen years of work on thin-disk lasers : Results and scaling laws. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 13(3) :598–609, May 2007.
- [13] Michael Schulz, Hauke Hoepfner, Marc Temme, Robert Riedel, Bart Faatz, Mark J. Prandolini, Markus Drescher, and Franz Tavella. 14 kilowatt burst average power from 2-stage cascaded yb :yag thin-disk multipass amplifier. In *Frontiers in Optics 2013*, page FTu4A.2. Optical Society of America, 2013.
- [14] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Aguergaray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, and E. Cormier. Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers. *Opt. Lett.*, 33(2) :107–109, Jan 2008.
- [15] M. Schulz, A. Willner, R. Riedel, M. J. Prandolini, S. Duesterer, J. Feldhaus, B. Faatz, J. Rossbach, M. Drescher, and F. Tavella. Kilowatt level yb :yag thin-disk pump laser amplifier system for seeding flash2. In *Lasers and Electro-Optics (CLEO), 2012 Conference on*, pages 1–2, May 2012.
- [16] B. Faatz, N. Baboi, V. Ayvazyan, V. Balandin, W. Decking, S. Duesterer, H.-J. Eckoldt, J. Feldhaus, N. Golubeva, K. Honkavaara, M. Koerfer, T. Laarmann, A. Leuschner, L. Lilje, T. Limberg, D. Noelle, F. Obier, A. Petrov, E. Ploenjes, K. Rehlich, H. Schlarb, B. Schmidt, M. Schmitz, S. Schreiber, H. Schulte-Schrepping, J. Spengler, M. Staack, F. Tavella, K. Tiedtke, M. Tischer, R. Treusch, M. Vogt, A. Willner, J. Bahrtdt, R. Follath, M. Gensch, K. Holldack, A. Meseck, R. Mitzner, M. Drescher, V. Miltchev, J. Rönsch-Schulenburg, and J. Rossbach. Flash ii : Perspectives and challenges. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 635(1, Supplement) :S2 – S5, 2011. PhotonDiag 2010.
- [17] J. Rothhardt, S. Hädrich, E. Seise, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, S. Düsterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, J. Rossbach, and A. Tünnermann. High average and peak power few-cycle laser pulses delivered by fiber pumped opcpa system. *Opt. Express*, 18(12) :12719–12726, Jun 2010.
- [18] S. Hädrich, J. Rothhardt, M. Krebs, F. Tavella, A. Willner, J. Limpert, and A. Tünnermann. High harmonic generation by novel fiber amplifier based sources. *Opt. Express*, 18(19) :20242–20250, Sep 2010.
- [19] Jan Matyschok, Tino Lang, Thomas Binhammer, Oliver Prochnow, Stefan Rausch, Marcel Schultze, Anne Harth, Piotr Rudawski, Cord L. Arnold, Anne L’Huillier, and Uwe Morgner. Temporal and spatial effects inside a compact and cep stabilized, few-cycle opcpa system at high repetition rates. *Opt. Express*, 21(24) :29656–29665, Dec 2013.
- [20] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters, and G. Weinreich. Generation of optical harmonics. *Phys. Rev. Lett.*, 7 :118–119, Aug 1961.
- [21] Giulio Cerullo and Sandro De Silvestri. Ultrafast optical parametric amplifiers. *Review of Scientific Instruments*, 74(1) :1 –18, jan 2003.

- [22] D Brida, C Manzoni, G Cirimi, M Marangoni, S Bonora, P Villorresi, S De Silvestri, and G Cerullo. Few-optical-cycle pulses tunable from the visible to the mid-infrared by optical parametric amplifiers. *Journal of Optics*, 12(1) :013001, 2010.
- [23] R.L. Sutherland, D.G. McLean, and S. Kirkpatrick. *Handbook of Nonlinear Optics, Second Edition*. Optical Engineering Series. Marcel Dekker, 2003.
- [24] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics*. Academic Press. Academic Press, 2008.
- [25] V.G. Dmitriev, G.G. Gurzadyan, and D.N. Nikogosyan. *Handbook of Nonlinear Optical Crystals*. Springer Series in Optical Sciences. Springer, 2010.
- [26] Y.R. Shen. *The principles of nonlinear optics*. Wiley classics library. Wiley-Interscience, 2003.
- [27] Manuel Joffre. *Optique non-linéaire*. 2003.
- [28] S.A. Akhmanov, V.A. Vysloukh, and A.S. Chirkin. *Optics of femtosecond laser pulses*. American Institute of Physics, 1992.
- [29] Julien Nillon. *Amplification paramétrique ultra-large bande dans l'infrarouge en régime de forte énergie et de forte puissance moyenne*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 2012.
- [30] Claude Agueraray. *Amplification paramétrique optique d'impulsions femtosecondes à très haute cadence*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 2007.
- [31] S. Witte, R.T. Zinkstok, W. Hogervorst, and K.S.E. Eikema. Numerical simulations for performance optimization of a few-cycle terawatt nopcpa system. *Applied Physics B*, 87 :677–684, 2007.
- [32] Nicolas Forget. *Des amplificateurs laser aux amplificateurs paramétriques : études de l'amplification paramétrique a dérive de fréquence et du blocage de modes dans les oscillateurs paramétriques optiques*. PhD thesis, École Polytechnique, 2005.
- [33] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. Interactions between light waves in a nonlinear dielectric. *Phys. Rev.*, 127 :1918–1939, Sep 1962.
- [34] Richard A. Baumgartner and R. Byer. Optical parametric amplification. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 15(6) :432–444, Jun 1979.
- [35] E.J. Lim, M.M. Fejer, and R.L. Byer. Second-harmonic generation of green light in periodically poled planar lithium niobate waveguide. *Electronics Letters*, 25(3) :174 –175, feb. 1989.
- [36] F. Brejat and B. Wyncke. Calculation of Double-Refraction Walk-Off Angle Along the Phase-Matching Directions in Non-Linear Biaxial Crystals. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 22(11) :1891–1898, 1989.
- [37] SNLO. <http://www.as-photonics.com/snlo>.
- [38] Norman P. Barnes and Vincent J. Corcoran. Parametric generation processes : spectral bandwidth and acceptance angles. *Appl. Opt.*, 15(3) :696–699, Mar 1976.
- [39] M. Ghotbi, A. Esteban-Martin, and M. Ebrahim-Zadeh. Ti :sapphire-pumped infrared femtosecond optical parametric oscillator based on bib3o6. In *Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2007. QELS '07*, pages 1 –2, may 2007.
- [40] Donna Strickland and Gerard Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3) :219 – 221, 1985.

- [41] Femtolaser Rainbow. <http://www.femtolasers.com/RAINBOW-TM.114.0.html>.
- [42] G. Chériaux. *Influence des distorsions de phase sur le profil d'impulsions femtoseconde dans l'amplification à dérive de fréquence. Application à la génération d'impulsions de 30 TW à 10 Hz dans le saphir dopé au titane*. PhD thesis, thèse de l'Université d'Orsay, 1997.
- [43] Nelly Deguil-Robin. *Propagation et amplification d'impulsions femtosecondes dans des fibres exotiques*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 2005.
- [44] Mankei Tsang and Demetri Psaltis. Dispersion and nonlinearity compensation by spectral phase conjugation. *Opt. Lett.*, 28(17) :1558–1560, Sep 2003.
- [45] Damian N. Schimpf, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Controlling the influence of spm in fiber-based chirped-pulse amplification systems by using an actively shaped parabolic spectrum. *Opt. Express*, 15(25) :16945–16953, Dec 2007.
- [46] Onur Kuzucu, Yoshitomo Okawachi, Reza Salem, Mark A. Foster, Alexander L. Gaeta, Amy C. Turner-Foster, and Michal Lipson. Dispersion and nonlinearity compensation using spectral phase conjugation. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference*, page CPDB3. Optical Society of America, 2009.
- [47] P.N. Kean, K. Smith, and W. Sibbett. Spectral and temporal investigation of self-phase modulation and stimulated raman scattering in a single-mode optical fibre. *Optoelectronics, IEE Proceedings J*, 134(3) :163–170, june 1987.
- [48] R.W. Boyd, S.G. Lukishova, and Y.R. Shen. *Self-focusing : Past and Present : Fundamentals and Prospects*. Topics in Applied Physics. Springer, 2008.
- [49] Catherine Le Blanc. *Principes et réalisation d'une source térawatt femtoseconde basée sur le saphir dopé au titane*. PhD thesis, École Polytechnique, 1993.
- [50] M. D. Perry, T. Ditmire, and B. C. Stuart. Self-phase modulation in chirped-pulse amplification. *Opt. Lett.*, 19(24) :2149–2151, Dec 1994.
- [51] F. Billard. *Métrologie de l'indice non-linéaire dans les verres en régime nanoseconde, picoseconde et sub-picoseconde*. 2005.
- [52] J. Janszky, G. Corradi, and R. N. Gyuzalian. On a possibility of analysing the temporal characteristics of short light pulses. *Optics Communications*, 23 :293–298, December 1977.
- [53] Daniel J. Kane and Rick Trebino. Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating. *Opt. Lett.*, 18(10) :823–825, May 1993.
- [54] L. Martinez-Leon, T. Mansuryan, M. Kalashyan, F. Louradour, A. Barthelemy, J. Lhermite, C. Hazera, S. Petit, and E. Cormier. Characterization of 8 fs pulses through wideband spirit. In *Information Optics (WIO), 2011 10th Euro-American Workshop on*, pages 1–3, 2011.
- [55] L. Martinez-Leon, T. Mansuryan, M. Kalashyan, J. Lhermite, F. Louradour, C. Hazera, S. Petit, E. Cormier, and A. Barthelemy. Complete measurement of 8 fs pulses with wideband spirit. In *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/EQEC), 2011 Conference on and 12th European Quantum Electronics Conference*, pages 1–1, 2011.

- [56] C. Fiorini, C. Sauteret, C. Rouyer, N. Blanchot, S. Seznec, and A. Migus. Temporal aberrations due to misalignments of a stretcher-compressor system and compensation. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 30(7) :1662–1670, jul 1994.
- [57] E. Treacy. Optical pulse compression with diffraction gratings. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 5(9) :454–458, Sep.
- [58] EL MOTASSADEQ A., CHEHOUANI H., WAQIF M., and BENET S. Simulation et visualisation de la couche limite thermique au-dessous d'un disque horizontal. *Revue des énergies renouvelables*, 3(1) :57–69, 2000. fre.
- [59] Yoann Zaouter. *Amplification d'impulsions ultra-courtes en régime non-linéaire dans les fibres dopées aux ions Ytterbium*. PhD thesis, Université Bordeaux I, 2008.
- [60] Niels Asger Mortensen, Jacob Riis Folkenberg, Martin D. Nielsen, and Kim P. Hansen. Modal cutoff and the v parameter in photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 28(20) :1879–1881, Oct 2003.
- [61] J. Boulet. *Lasers à fibres à profil de gain discretisé adaptés à l'émission de fortes puissances*. 2006.
- [62] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B.C. McCollum. Double clad, offset core nd fiber laser. In *Optical Fiber Sensors*, page PD5. Optical Society of America, 1988.
- [63] J. Boulet, R. Bello-Doua, R. Dubrasquet, Nicholas Traynor, Caroline Lecaplain, Ammar Hideur, Jerome Lhermite, Guillaume Machinet, C. Médina, and Eric Cormier. Visible and infrared sources based on three-level ytterbium-doped fiber lasers. In *Advances in Optical Materials*, page FThC5. Optical Society of America, 2011.
- [64] J. Boulet, Y. Zaouter, F. Salin, and E. Cormier. Rod-type photonic crystal fiber laser emitting 94 w at 977 nm. In *Lasers and Electro-Optics, 2009 and 2009 Conference on Quantum electronics and Laser Science Conference. CLEO/QELS 2009. Conference on*, pages 1–2, 2009.
- [65] G. Machinet, J. Lhermite, D. Descamps, G. Andriukaitis, D. Adams, A. Pugzlys, A. Baltuska, and E. Cormier. High gain yb :caf₂ amplifier pumped by a high brightness ytterbium doped fiber laser operating at 976nm. In *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/EQEC), 2011 Conference on and 12th European Quantum Electronics Conference*, pages 1–1, 2011.
- [66] J. C. Knight. Photonic crystal fibers and fiber lasers (invited). *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 24(8) :1661–1668, 2007.
- [67] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and J. P. de Sandro. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model. *J. Opt. Soc. Am. A*, 15(3) :748–752, Mar 1998.
- [68] Kim P. Hansen, Christina B. Olausson, Jes Broeng, Danny Noordegraaf, Martin D. Maack, Thomas Tanggaard Alkeskjold, Marko Laurila, Thomas Nikolajsen, Peter M. W. Skovgaard, Mads Hoy Sørensen, Mark Denninger, Christian Jakobsen, and Harald R. Simonsen. Airclad fiber laser technology. *Optical Engineering*, 50(11) :111609–111609–9, 2011.
- [69] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 21(19) :1547–1549, Oct 1996.
- [70] W.J. Wadsworth, J.C. Knight, W. H. Reeves, P.S.J. Russell, and J. Arriaga. Yb³⁺-doped photonic crystal fibre laser. *Electronics Letters*, 36(17) :1452–1454, 2000.

- [71] T. Schreiber, J. Limpert, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser. In *Lasers and Electro-Optics Europe, 2003. CLEO/Europe. 2003 Conference on*, pages 656–, 2003.
- [72] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen. Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier. *Opt. Express*, 12(7) :1313–1319, Apr 2004.
- [73] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeuex, P. Yvernault, and F. Salin. Extended single-mode photonic crystal fiber lasers. *Opt. Express*, 14(7) :2715–2720, Apr 2006.
- [74] Johan Bouillet, Yoann Zaouter, Rudy Desmarchelier, Matthieu Cazaux, François Salin, Julien Saby, Ramatou Bello-Doua, and Eric Cormier. High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 16(22) :17891–17902, Oct 2008.
- [75] Jens Limpert, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Hans-Jürgen Otto, Tino Eidam, Cesar Jauregui, and Andreas Tünnermann. Yb-doped large-pitch fibres : effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation. *Light : Science & Applications*, 1(4) :e8–, 2012.
- [76] J. Limpert, N. Deguil-Robin, I. Manek-Hönninger, F. Salin, F. Röser, A. Liem, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power rod-type photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 13(4) :1055–1058, Feb 2005.
- [77] Xuelu Zou and Hisayoshi Toratani. Evaluation of spectroscopic properties of yb^{3+} -doped glasses. *Phys. Rev. B*, 52 :15889–15897, Dec 1995.
- [78] Jonathan R. Armitage. Three-level fiber laser amplifier : a theoretical model. *Appl. Opt.*, 27(23) :4831–4836, Dec 1988.
- [79] A. Courjaud and Université de Bordeaux I. *Diode-pumped femtosecond laser sources based on Ytterbium-doped bulk materials*. 2001.
- [80] S. Bordaïs. *Etude des amplificateurs et lasers 1 μm de forte puissance à base de fibre double gaine dopée ytterbium*. 2002.
- [81] B. Ortac. *Développement d'un laser à fibre double-gaine dopée à l'ytterbium femtoseconde et caractérisation des régimes multi-impulsionnels*. 2004.
- [82] A. Bensalah. *Caractérisation spectroscopique et potentialité laser proche infrarouge de l'ion Yb^{3+} dans les monocristaux massifs de fluorures YLiF_4 , LuLiF_4 , BaY_2F_8 et KY_3F_{10} tirés par la méthode Czochralski*. 2004.
- [83] R. Paschotta, J. Nilsson, A.C. Tropper, and D.C. Hanna. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 33(7) :1049–1056, Jul.
- [84] Laura D. DeLoach, S.A. Payne, L.L. Chase, Larry K. Smith, Wayne L. Kway, and William F. Krupke. Evaluation of absorption and emission properties of yb^{3+} doped crystals for laser applications. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 29(4) :1179–1191, Apr.
- [85] D. McCumber. Einstein relations connecting broadband emission and absorption spectra. *Physical Review*, 1964.

- [86] Fiberdesk. <http://www.fiberdesk.com/>.
- [87] Tino Eidam, Christian Wirth, Cesar Jauregui, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Hans-Jürgen Otto, Oliver Schmidt, Thomas Schreiber, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(14) :13218–13224, Jul 2011.
- [88] Cesar Jauregui, Tino Eidam, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(4) :3258–3271, Feb 2011.
- [89] Cesar Jauregui, Tino Eidam, Hans-Jürgen Otto, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Temperature-induced index gratings and their impact on mode instabilities in high-power fiber laser systems. *Opt. Express*, 20(1) :440–451, Jan 2012.
- [90] Hans-Jürgen Otto, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Tino Eidam, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Temporal dynamics of mode instabilities in high-power fiber lasers and amplifiers. *Opt. Express*, 20(14) :15710–15722, Jul 2012.
- [91] Martin Baumgartl, Florian Jansen, Fabian Stutzki, Cesar Jauregui, Bülend Ortaç, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. High average and peak power femtosecond large-pitch photonic-crystal-fiber laser. *Opt. Lett.*, 36(2) :244–246, Jan 2011.
- [92] Joona Koponen, Mikko Söderlund, Hanna J. Hoffman, Dahv A. V. Kliner, Jeffrey P. Kopolow, and Mircea Hotoleanu. Photodarkening rate in yb-doped silica fibers. *Appl. Opt.*, 47(9) :1247–1256, Mar 2008.
- [93] I. Manek-Hönninger, J. Boulet, T. Cardinal, F. Guillen, S. Ermeneux, M. Podgorski, R. Bello Doua, and F. Salin. Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad lma fiber. *Opt. Express*, 15(4) :1606–1611, Feb 2007.
- [94] Damian Schimpf, Enrico Seise, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Self-phase modulation compensated by positive dispersion in chirped-pulse systems. *Opt. Express*, 17(7) :4997–5007, Mar 2009.
- [95] L. Lepetit, G. Chériaux, and M. Joffre. Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy. *J. Opt. Soc. Am. B*, 12(12) :2467–2474, Dec 1995.
- [96] Christophe Dorrer, Nadia Belabas, Jean-Pierre Likforman, and Manuel Joffre. Spectral resolution and sampling issues in fourier-transform spectral interferometry. *J. Opt. Soc. Am. B*, 17(10) :1795–1802, Oct 2000.
- [97] C. Dorrer. Implementation of spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction with a simultaneously recorded reference interferogram. *Opt. Lett.*, 24(21) :1532–1534, Nov 1999.
- [98] B V Dorrão and J L Fernãndez. Phase-evaluation methods in whole-field optical measurement techniques. *Measurement Science and Technology*, 10(3) :R33, 1999.
- [99] D. Reolon. *Interférométrie spectrale pour la mesure de dispersion et la géométrie de surface*. Etienne, 2006.

- [100] A. Brignon. *Coherent Laser Beam Combining*. Wiley, 2013.
- [101] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, and P. Georges. Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers. *Opt. Lett.*, 36(5) :621–623, Mar 2011.
- [102] Louis Daniault, Marc Hanna, Dimitris N. Papadopoulos, Yoann Zaouter, Eric Mottay, Frédéric Druon, and Patrick Georges. Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers. *Opt. Lett.*, 36(20) :4023–4025, Oct 2011.
- [103] Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Hönniger, F. Druon, E. Mottay, and P. Georges. Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers. *Opt. Lett.*, 37(9) :1460–1462, May 2012.
- [104] A Cabasse, Ch Hazera, L Quintard, E Cormier, S Petit, and E Constant. Collection and spectral control of high-order harmonics generated with a 50 w high-repetition rate ytterbium femtosecond laser system. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 49(8) :085601, 2016.
- [105] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett. 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked ti :sapphire laser. *Opt. Lett.*, 16(1) :42–44, Jan 1991.
- [106] H. Haus, J.G. Fujimoto, and E.P. Ippen. Analytic theory of additive pulse and kerr lens mode locking. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 28(10) :2086–2096, 1992.
- [107] Takao Fuji, Jens Rauschenberger, Christoph Gohle, Alexander Apolonski, Thomas Udem, Vladislav S Yakovlev, Gabriel Tempea, Theodor W Hänsch, and Ferenc Krausz. Attosecond control of optical waveforms. *New Journal of Physics*, 7(1) :116, 2005.
- [108] Steven T Cundiff. Phase stabilization of ultrashort optical pulses. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 35(8) :R43, 2002.
- [109] L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, K. J. Bowers, K. A. Flippo, T. J. T. Kwan, and J. C. Fernández. Monoenergetic and gev ion acceleration from the laser breakout afterburner using ultrathin targets. *Physics of Plasmas (1994-present)*, 14(5), 2007.
- [110] Rahul C. Shah, Randall P. Johnson, Tsutomu Shimada, Kirk A. Flippo, Juan C. Fernandez, and B. M. Hegelich. High-temporal contrast using low-gain optical parametric amplification. *Opt. Lett.*, 34(15) :2273–2275, Aug 2009.
- [111] W. H. Louisell, A. Yariv, and A. E. Siegman. Quantum fluctuations and noise in parametric processes. i. *Phys. Rev.*, 124 :1646–1654, Dec 1961.
- [112] D. A. Kleinman. Theory of optical parametric noise. *Phys. Rev.*, 174 :1027–1041, Oct 1968.
- [113] R. Danielius, A. Piskarskas, A. Stabinis, G. P. Banfi, P. Di Trapani, and R. Righini. Traveling-wave parametric generation of widely tunable, highly coherent femtosecond light pulses. *J. Opt. Soc. Am. B*, 10(11) :2222– 2232, Nov 1993.
- [114] F Tavella, A Marcinkevicius, and F Krausz. Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system. *New Journal of Physics*, 8(10) :219, 2006.

- [115] J. Moses, S.-W. Huang, K.-H. Hong, O. D. Mücke, E. L. Falcão Filho, A. Benedick, F. Ö. Ilday, A. Dergachev, J. A. Bolger, B. J. Eggleton, and F. X. Kärtner. Highly stable ultrabroadband mid-ir optical parametric chirped-pulse amplifier optimized for superfluorescence suppression. *Opt. Lett.*, 34(11) :1639–1641, Jun 2009.
- [116] T. Fuji, N. Ishii, C. Y. Teisset, X. Gu, Th. Metzger, A. Baltuska, N. Forget, D. Kaplan, A. Galvanauskas, and F. Krausz. Parametric amplification of few-cycle carrier-envelope phase-stable pulses at 2.1 μm . *Opt. Lett.*, 31(8) :1103–1105, Apr 2006.
- [117] H.A. Haus. *Electromagnetic Noise and Quantum Optical Measurements*. Advanced Texts in Physics. Springer, 2000.
- [118] Kiminori Kondo, Hirohito Maeda, Yoshikazu Hama, Satoshi Morita, Arnaud Zoubir, Ryosuke Kodama, Kazuo A. Tanaka, Yoneyoshi Kitagawa, and Yasukazu Izawa. Control of amplified optical parametric fluorescence for hybrid chirped-pulse amplification. *J. Opt. Soc. Am. B*, 23(2) :231–235, Feb 2006.
- [119] S. Witte, R. Th. Zinkstok, A. L. Wolf, W. Hogervorst, W. Ubachs, and K. S. E. Eikema. A source of 2 terawatt, 2.7 cycle laser pulses based on noncollinear optical parametric chirped pulse amplification. *Opt. Express*, 14(18) :8168–8177, Sep 2006.
- [120] Jeffrey Moses, Cristian Manzoni, Shu-Wei Huang, Giulio Cerullo, and Franz X. Kärtner. Multi-stage optimization of ultrabroadband high-energy optical parametric chirped pulse amplification. In *Conference on Lasers and Electro-Optics/International Quantum Electronics Conference*, page CWL2. Optical Society of America, 2009.
- [121] S. Witte and K. S E Eikema. Ultrafast optical parametric chirped-pulse amplification. *Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 18(1) :296–307, Jan 2012.
- [122] Magali Durand. *Filamentation laser femtoseconde IR : Interaction de deux filaments et Source de rayonnement secondaire longue distance*. PhD thesis, École Polytechnique, 2011.
- [123] Hanieh Fattahi, Catherine Yuriko Teisset, Oleg Pronin, Atsushi Sugita, Roswitha Graf, Vladimir Pervak, Xun Gu, Thomas Metzger, Zsuzsanna Major, Ferenc Krausz, and Alexander Apolonski. Pump-seed synchronization for mhz repetition rate, high-power optical parametric chirped pulse amplification. *Opt. Express*, 20(9) :9833–9840, Apr 2012.
- [124] Alexander Schwarz, Moritz Ueffing, Yunpei Deng, Xun Gu, Hanieh Fattahi, Thomas Metzger, Marcus Ossiander, Ferenc Krausz, and Reinhard Kienberger. Active stabilization for optically synchronized optical parametric chirped pulse amplification. *Opt. Express*, 20(5) :5557–5565, Feb 2012.
- [125] Femtosoftware Technologies. <http://www.fstpl.in/>.
- [126] Dazzler Fastlite. <http://www.fastlite.com/en/cat465015-460522-Dazzler.html>.
- [127] P. Tournois. Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems. *Optics Communications*, 140 :245–249, February 1997.
- [128] L.J. Hornbeck. Spatial light modulator and method, October 29 1991. US Patent 5,061,049.
- [129] L.J. Hornbeck. 128×128 deformable mirror device. *Electron Devices, IEEE Transactions on*, 30(5) :539–545, May 1983.

- [130] C. Froehly, B. Colombeau, and M. Vampouille. {II} shaping and analysis of picosecond light pulses. volume 20 of *Progress in Optics*, pages 63 – 153. Elsevier, 1983.
- [131] Labview National Instruments. <http://www.ni.com/labview/>.
- [132] Femtometer Femtolaser. <http://www.femtolasers.com/FEMTOMETER-TM.120.0.html>.

Titre : NOPCPA ultracourt pompé par CPA fibré haute cadence

Résumé : Ces dernières années, le développement des lasers femtosecondes s'est massivement orienté vers des sources à forte puissance moyenne pour des applications autant scientifiques - par exemple la génération d'impulsions XUV - qu'industrielles. Cette thèse a consisté à développer une source laser permettant d'amplifier des impulsions ultra-brèves à très haute cadence par un laser à fibre avec d'un côté le développement d'un laser de pompe femtoseconde fibré ($<600\text{fs}$) à haute cadence (100kHz), et de forte puissance (50W) et de l'autre des amplificateurs paramétriques optiques ultrabrefs ($<10\text{fs}$) pompés par cette même source. Pour cela, au sein d'une architecture à dérive de fréquence de fort étirement (2ns), nous avons exploité les propriétés des fibres photoniques à très gros cœur dopé à l'Ytterbium qui, pour approcher des énergies proches de 1mJ , nécessitent d'effectuer des études d'endommagement et de préparation des fibres. Nous avons alors pu démontrer une puissance maximale de 90W mais d'excellents résultats ont été établis dans un régime stable et robuste pour lequel ce laser délivre une puissance de 60W avec des impulsions de durées inférieures à 400fs . Après doublage en fréquence, ce laser a permis alors d'amplifier en deux étages dans des cristaux de BBO des bandes spectrales supérieures à 300nm centrées autour de 800nm avec une énergie par impulsion de $19\mu\text{J}$ (1.9W). Avec un système d'étirement et de compression basé sur la combinaison de lames de silice et de miroirs à dérive de fréquence, ces impulsions ont pu atteindre une durée finale de 9.7fs . Ainsi, ces deux sources permettent d'ouvrir la voie à de vastes champs d'investigation en physique moléculaire et atomique.

Mots clés : Impulsions femtosecondes, amplification paramétrique, fibre photonique, Ytterbium, compression en régime non linéaire.

Title : Ultrashort NOPCPA pumped by high repetition rate CPA fibered laser

Abstract : In recent years, the development of femtosecond lasers has been heavily oriented towards high average power sources for both scientific experiments - such as XUV pulses generation - as well as for industrial applications. This work has been devoted to develop a laser source able to amplify ultra-short pulses at a very high repetition rate. In one hand, we develop a high average power (50W) pump laser based on a Fiber Chirped Pulse Amplification (FCPA) technology delivering 400fs pulses at a high repetition rate (100kHz). In the other hand, a multistage ultrafast optical parametric amplifiers ($<10\text{fs}$) pumped by this source has been then implemented. To achieve this, we took the benefits of the Ytterbium-doped large-core photonics fibre's properties in order to approach energies close to 1mJ . Even in a highly stretched chirped pulse architecture (2ns), using this kind of technology, required to perform studies over damage and preparation processes of fibers. Thereby, we demonstrated a maximum output power of 90W , but excellent results have been obtained in a stable and robust regime in which this laser delivers 60W with pulse durations shorter than 400fs . After frequency doubling, this laser was sent as a pump into a two-stages - non collinear parametric amplifier made with BBO crystals and a spectrum delivered by a CEP-Stable- 6fs Ti:sapphire oscillator has been amplified around 800nm over a spectral bandwidth larger than 300nm with a pulse energy of $19\mu\text{J}$ (1.9W). By using a stretching and compression scheme based on the combination of silica wedges and chirped mirrors, the final pulses have been then recompressed down to 9.7fs . These laser systems can be now used to pave the way for vast fields of investigation in molecular and atomic physics.

Keywords : Femtoseconds pulses, parametric amplification, photonic fiber, Ytterbium, nonlinear compression regime.

Unité de recherche : Centre Lasers Intenses et Applications (CELIA) - UMR5107 - Domaine du Haut Carré,
43 rue Pierre Noailles, F-33405 Talence cedex France