



**HAL**  
open science

# Amplification fibrée multivoie avec décomposition spectrale pour la synthèse d'impulsions femtosecondes

Philippe Rigaud

► **To cite this version:**

Philippe Rigaud. Amplification fibrée multivoie avec décomposition spectrale pour la synthèse d'impulsions femtosecondes. Electronique. Université de Limoges, 2014. Français. NNT : 2014LIMO0051 . tel-01137884

**HAL Id: tel-01137884**

**<https://theses.hal.science/tel-01137884>**

Submitted on 31 Mar 2015

**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.

# UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE n°521 – Sciences et Ingénierie pour  
l'information, Mathématiques  
Institut de Recherche XLIM – UMR CNRS 7252

Thèse

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES**

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes  
Spécialité : Photonique

Présentée et soutenue par  
**Philippe RIGAUD**

le 28 novembre 2014

**Amplification fibrée multivoie avec décomposition spectrale  
pour la synthèse d'impulsions femtosecondes**

Thèse dirigée par Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT  
et Vincent KERMENE

## Composition du Jury

### *Président du jury :*

M. Vincent COUDERC

Directeur de recherche CNRS,  
laboratoire XLIM, Université de Limoges

### *Rapporteurs :*

M. Eric FREYSZ

Directeur de recherche CNRS,  
laboratoire LOMA, Université de Bordeaux

M. Marc HANNA

Chargé de recherche CNRS,  
laboratoire Charles Fabry, Université Paris-Sud

### *Examineurs :*

M. Géraud BOUWMANS

Professeur des Universités,  
laboratoire PhLAM, Université Lille 1

Mme Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT

Professeur des Universités,  
laboratoire XLIM, Université de Limoges

M. Ammar HIDEUR

Maître de conférences,  
laboratoire CORIA, Université de Rouen

M. Vincent KERMENE

Chargé de recherche CNRS,  
laboratoire XLIM, Université de Limoges

### *Invité :*

M. Clemens HOENNINGER

Vice président et responsable R&D de la société  
Amplitude Systèmes, Pessac



# UNIVERSITE DE LIMOGES

ECOLE DOCTORALE n°521 – Sciences et Ingénierie pour  
l'information, Mathématiques  
Institut de Recherche XLIM – UMR CNRS 7252

Thèse

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LIMOGES**

Discipline : Electronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes  
Spécialité : Photonique

Présentée et soutenue par  
**Philippe RIGAUD**

le 28 novembre 2014

**Amplification fibrée multivoie avec décomposition spectrale  
pour la synthèse d'impulsions femtosecondes**

Thèse dirigée par Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT  
et Vincent KERMENE

## Composition du Jury

### *Président du jury :*

M. Vincent COUDERC

Directeur de recherche CNRS,  
laboratoire XLIM, Université de Limoges

### *Rapporteurs :*

M. Eric FREYSZ

Directeur de recherche CNRS,  
laboratoire LOMA, Université de Bordeaux

M. Marc HANNA

Chargé de recherche CNRS,  
laboratoire Charles Fabry, Université Paris-Sud

### *Examineurs :*

M. Géraud BOUWMANS

Professeur des Universités,  
laboratoire PhLAM, Université Lille 1

Mme Agnès DESFARGES-BERTHELEMOT

Professeur des Universités,  
laboratoire XLIM, Université de Limoges

M. Ammar HIDEUR

Maître de conférences,  
laboratoire CORIA, Université de Rouen

M. Vincent KERMENE

Chargé de recherche CNRS,  
laboratoire XLIM, Université de Limoges

### *Invité :*

M. Clemens HOENNINGER

Vice président et responsable R&D de la société  
Amplitude Systèmes, Pessac



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les rapporteurs de cette thèse, Eric Freysz et Marc Hanna, pour le temps qu'ils ont consacré à la lecture de ce manuscrit. Je remercie particulièrement Marc Hanna pour ses remarques constructives lors de nos échanges. J'adresse également mes remerciements aux membres du jury, Géraud Bouwmans, Vincent Couderc, Agnès Desfarges-Berthelemot, Ammar Hideur, Vincent Kermène et Clemens Hoenninger pour leur intérêt vis-à-vis de ces travaux de thèse.

J'exprime ma gratitude au département Photonique de l'institut de recherche XLIM et à ses membres de m'avoir accueilli durant ces trois années de thèse, et plus particulièrement à ses directeurs successifs, Alain Barthélémy et Vincent Couderc. J'adresse des remerciements plus particuliers à Nathalie Buisson, notre «super secrétaire», et à Alain Dexet, qui a souvent été l'homme de la situation. Je remercie bien évidemment l'équipe de recherche Systèmes lasers que j'ai intégrée il y a déjà trois ans. Parmi ses membres, je remercie Alain Barthélémy, à l'origine de ce projet de recherche, pour sa gentillesse, sa patience (beaucoup de patience) et l'aide qu'il m'a apportée à de nombreuses reprises. Je remercie chaleureusement Vincent Kermène, pour sa bonne humeur, sa patience (énormément de patience), son petit grain de folie par moments, ses quizz musicaux qui ont assuré une ambiance conviviale même si certains n'acceptent pas facilement la défaite et son sourire quand il me regarde et demande s'il peut toucher. Bien sûr, je me dois de remercier Agnès Desfarges-Berthelemot qui a du faire preuve de beaucoup beaucoup beaucoup (vraiment beaucoup) de patience à mon égard depuis ces sept dernières années. Je me demande moi-même parfois comment elle a pu tenir le coup. Je la remercie pour m'avoir donné goût à l'optique, pour son aide plus que précieuse, pour sa chaleur humaine, sa gentillesse et son soutien dans les moments difficiles. Je dois également lui dire merci pour les nombreux fous rires que nous avons pu partager au laboratoire, à Lyon («Celle là elle n'arriverait pas à passer la barrière !»), à Munich, ou encore pour nos échanges sur nos expériences gastronomiques («C'est bon, mais c'est bon !»). Je me dois donc encore une fois de dire merci à ces trois personnes extraordinaires qui ont su m'inculquer de nombreuses connaissances et ont supporté à longueur de journée mes «C'est pas faux !». J'adresse également ces remerciements aux anciens et nouveaux membres de cette équipe, Tigran Mansuryan, David Kabeya et Marc Fabert, pour l'aide qu'ils m'ont apportée, leurs discussions d'un niveau scientifique toujours très élevé, et pour leur faculté à manger sans rechigner les préparations salées et sucrées que j'ai pu leur proposer. Je salue aussi les stagiaires qui ont travaillé de plus ou moins près avec moi pendant ces trois années de thèse pour leur contribution. Merci à vous Charles, Corentin, Xavier et Gaetan (le créateur du Philouz 3000).

De part mon statut de DCACE (Doctorant Contractuel Avec une Charge d'Enseignement), j'ai eu le plaisir de partager mon goût de la Science avec un certain nombre d'étudiants, malheureusement pour eux. Cette expérience a été l'occasion de travailler et d'échanger avec de nombreuses personnes, et notamment Claire Darraud, Annie Bessaudou, Julien Brevier, Claire Dalmay, Jean-Michel Nébus, Frédéric Louradour, Cathy Di Bin et

Thierry Trigaud. Je prie les personnes que j'ai oublié de citer de bien vouloir m'excuser. Parmi ces personnes, je tiens à dire un grand merci à Danielle Rousset, qui m'a toujours épaulé et rassuré. Merci à toi Danielle pour ton aide et ton amitié. Je salue également Gérard Rogues qui fait parti, tout comme Agnès et Danielle, des personnes qui m'ont donné le goût à la physique, à l'enseignement et au partage.

Je tiens à dire merci à mes collègues, et surtout amis, avec qui j'ai partagé de nombreux moments au cours de ces 8 dernières années. Merci à toi Guillaume pour ta gentillesse, ta patience, ta générosité. Mon sac poubelle et moi te remercions pour nous avoir changé bien souvent les idées. Merci à toi Romain, ma Louloute, pour ta bienveillance quand j'ai pu en avoir besoin et ton rire qui a toujours eu sur moi un effet certain. Je te salue toi aussi Jean-Thomas, dixit « Biscotto », pour m'avoir pris sous ton aile, pour tes massages de tête revigorant et ta gentillesse. Je remercie également Pierre Medrel pour m'avoir supporté toutes ces années sans « trop » se plaindre, pour ces moments que nous avons pu partager en cours ou dans les bois à courir tout en continuant de discuter (essentiel !), pour ses expériences culinaires parfois douteuses, et pour tant d'autres choses ! Merci à vous mes gros sacs ! Je remercie également mes collègues et amis que je n'ai pas cité mais qui ont su m'épauler et me changer les idées au cours de ces trois dernières années sans défaillir. Merci à vous tous !

Je termine par remercier ma famille qui a su faire preuve de patience et de compassion à mon égard ces trois dernières années. Je tiens à dire merci à Christophe pour sa gentillesse, sa curiosité, mais également pour son aide pour une certaine figure de ce manuscrit. Je remercie ma maman et ma sœur pour leur soutien indéfectible durant toutes ces années. Nos échanges sur la cuisine, et plus particulièrement la pâtisserie, m'ont permis à de nombreuses reprises de désamorcer des moments délicats. Je remercie également Yvonne et Jean pour l'intérêt qu'ils ont toujours portés à mes études et leur soutien de tous les instants.

*À la Pouti Maminou et à Martine,*





# Table des matières

<b>Introduction générale.....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre I Amplification fibrée d'impulsions femtosecondes : généralités et revue des évolutions récentes.....</b>	<b>5</b>
<b>I.1 Chaines d'amplification d'impulsions femtosecondes .....</b>	<b>5</b>
I.1.1 Fibres optiques pour l'amplification et la propagation de forts niveaux de puissance .....	5
I.1.2 Problématiques liées à la propagation d'impulsions femtosecondes dans une fibre optique.....	10
I.1.2.1 Description du champ électrique optique .....	10
I.1.2.2 Impact de la phase spectrale .....	11
I.1.2.3 Effet Kerr .....	13
I.1.2.3.1 Conséquences temporelles : Automodulation de phase.....	14
I.1.2.3.2 Conséquences spatiales : Lentille de Kerr .....	16
I.1.2.4 La biréfringence .....	17
I.1.2.4.1 Biréfringence linéaire.....	17
I.1.2.4.2 Biréfringence non-linéaire .....	18
I.1.2.5 Le rétrécissement spectral par le gain .....	19
I.1.3 Les différents régimes d'amplification .....	21
I.1.3.1 Régime linéaire : amplification à dérive de fréquence .....	21
I.1.3.1.1 Principe de fonctionnement .....	21
I.1.3.1.2 Etat de l'art sur l'amplification fibrée à dérive de fréquence (FCPA).....	22
I.1.3.2 Régime non-linéaire : amplification parabolique .....	26
I.1.3.2.1 Principe de fonctionnement .....	26
I.1.3.2.2 Etat de l'art sur l'amplification parabolique .....	27
<b>I.2 Combinaison cohérente pour l'amplification de puissance d'impulsions femtosecondes .....</b>	<b>29</b>
I.2.1 Amplification parallèle et combinaison cohérente spatiale .....	30
I.2.1.1 Principe de fonctionnement .....	30
I.2.1.2 Etat de l'art : combinaison cohérente spatiale .....	33
I.2.2 Amplification séquentielle et combinaison cohérente temporelle.....	40
I.2.2.1 Principe de fonctionnement .....	40
I.2.2.2 Etat de l'art : combinaison cohérente temporelle .....	41
I.2.3 Origines de l'amplification par division et combinaison cohérente spectrale .....	45

**Chapitre II Amplification et synthèse d'impulsions brèves à profil temporel contrôlé : nouvelle approche..... 49**

<b>II.1 Combinaison cohérente spectrale .....</b>	<b>49</b>
II.1.1 Principe de la combinaison cohérente spectrale .....	49
II.1.2 Module d'amplification parallèle .....	52
II.1.3 Modules de découpage spectral et combinaison.....	53
II.1.4 Architecture retenue .....	54
<b>II.2 Système de division et de sommation spectrales des impulsions femtosecondes : dimensionnement.....</b>	<b>56</b>
II.2.1 Impact du taux de remplissage spectral sur l'allure temporelle de l'impulsion recombinaison .....	56
II.2.2 Choix de la résolution des spectroscopes .....	57
II.2.3 Illustration des étapes de découpage spectral et de combinaison spectrale.....	61
<b>II.3 Gestion des différents ordres de la phase spectrale inter-canaux.....</b>	<b>65</b>
II.3.1 Différences de temps de groupe .....	65
II.3.1.1 Différences liées aux caractéristiques opto-géométriques de la fibre multicœur .....	65
II.3.1.2 Différences liées à la dispersion de vitesse de groupe.....	66
II.3.1.2.1 Compensation des $\Delta T_g$ par courbure et torsion de la fibre multicœur .....	67
II.3.1.2.2 Compensation des $\Delta T_g$ par inclinaison d'une boucle formée par la fibre multicœur .....	68
II.3.1.3 Autres sources possibles de différences de temps de groupe .....	70
II.3.1.4 Étude numérique de l'impact des $\Delta T_g$ sur les performances accessibles .....	71
II.3.2 Mise en phase des canaux spectraux .....	74
II.3.2.1 Modulateurs de phase .....	74
II.3.2.2 Étude de l'impact du déphasage sur les caractéristiques de l'impulsion synthétisée .....	76
II.3.2.3 Algorithmes d'optimisation applicables à la mise en phase des canaux spectraux.....	79
II.3.3 Efficacité de combinaison .....	82
II.3.4 Choix du détecteur pour la mise en phase des canaux spectraux .....	82
<b>II.4 Démonstration expérimentale de la transmission d'un spectre large dans une fibre multicœur par découpage spectral suivie de la synthèse d'une impulsion brève</b>	<b>83</b>
II.4.1 Fibre optique passive à 19 cœurs.....	83
II.4.1.1 Caractéristiques opto-géométriques .....	83
II.4.1.2 Détermination de la différence d'indice effective $\Delta n_e$ et de la dispersion de vitesse de groupe entre cœurs.....	84
II.4.1.2.1 Différence d'indice effectif .....	85
II.4.1.2.2 Dispersion de vitesse de groupe .....	86
II.4.2 Montage expérimental .....	87
II.4.3 Résultats expérimentaux .....	88
II.4.3.1 Synthèse d'impulsions .....	88

II.4.3.2 Profilage d'impulsions.....	92
<b>Chapitre III Combinaison spectrale cohérente en régime d'amplification pour la synthèse et le profilage d'impulsions femtosecondes .....</b>	<b>97</b>
<b>III.1 Amplification multispectrale d'impulsions femtosecondes de faible largeur spectrale en régime linéaire .....</b>	<b>97</b>
III.1.1 Caractéristiques opto-géométriques de la fibre utilisée pour la première réalisation d'amplification multispectrale.....	98
III.1.2 Montage expérimental.....	100
III.1.3 Résultats expérimentaux .....	103
III.1.3.1 Synthèse d'impulsions.....	103
III.1.3.2 Profilage d'impulsions .....	107
<b>III.2 Synthèse et amplification d'impulsions femtosecondes large bande .....</b>	<b>109</b>
III.2.1 Caractéristiques opto-géométriques de la fibre utilisée pour l'amplification multispectrale large bande.....	109
III.2.2 Montage expérimental.....	110
III.2.3 Résultats expérimentaux .....	113
III.2.3.1 Synthèse d'impulsions large bande après amplification en régime linéaire	113
III.2.3.2 Synthèse d'impulsions large bande après amplification en régime non-linéaire .....	120
<b>III.3 Autres travaux récents sur l'amplification par division et combinaison cohérente spectrales .....</b>	<b>123</b>
III.3.1 Découpage spectral par filtrage.....	123
III.3.2 Démonstration de l'intérêt de l'amplification multispectrale vis-à-vis du phénomène de rétrécissement de la bande par le gain .....	124
<b>III.4 Perspectives pour l'amplification d'impulsions brèves par combinaison cohérente spectrale.....</b>	<b>127</b>
III.4.1 Evolutions envisageables pour une montée en puissance .....	127
III.4.1.1 Amplification à dérive de fréquence et combinaison cohérente spectrale ...	127
III.4.1.2 Réseau de fibres amplificatrices ou fibre à multiples cœurs amplificateurs	129
III.4.1.2.1 Amplification multispectrale et fibre multicœur.....	129
III.4.1.2.2 Amplification multispectrale et réseau de fibres amplificatrices à large aire modale .....	131
III.4.2 Réalisation d'un laser à amplification parallèle et combinaison cohérente spectrale .....	131
<b>Conclusion générale .....</b>	<b>141</b>
<b>Travaux relatifs au manuscrit.....</b>	<b>145</b>
<b>Références .....</b>	<b>147</b>



## Table des illustrations

FIGURE I-1 : (a) Paramètres géométriques d'une fibre microstructurée ( $d$ : diamètre d'un trou d'air, $\Lambda$ : espacement entre les trous d'air) et (b) Variation de l'indice effectif de la gaine d'une fibre microstructurée, pour différents rapports $d/\Lambda$ , en fonction de la longueur d'onde normalisée $\lambda/\Lambda$ [8].....	8
FIGURE I-2 : (a) Image de la section d'une fibre « rod-type » et (b) agrandissement de sa zone microstructurée (gaine interne et cœur) [16].....	9
FIGURE I-3 : Profil d'indice d'une fibre de Bragg à cœur plein. Le diamètre $D$ correspond au diamètre du cœur de la fibre, $D_d$ est le diamètre de la zone dopée ytterbium [17]. .....	9
FIGURE I-4 : (a) Variation de la phase temporelle non-linéaire $\varphi_{NL}$ et (b) du chirp $\delta\omega$ en fonction du temps. Le cas $m = 1$ correspond à une impulsion ayant un profil gaussien et $m = 3$ à une impulsion « super-gaussienne ». L'origine des temps est prise par rapport au centre de l'impulsion [22]......	15
FIGURE I-5 : Evolution du spectre d'une impulsion gaussienne en limite de Fourier en fonction de la valeur d'intégrale $B$ exprimée en radian [22]......	15
FIGURE I-6 : Simulation du rétrécissement spectral par le gain dans trois préamplificateurs placés en série. (a) En haut, sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion ytterbium dans la silice. (a) En bas, gains linéiques calculés en fonction de la longueur d'onde. Le taux d'inversion de population ( $\beta$ ) est indiqué en insert pour les trois préamplificateurs, de même que le gain total ( $G_{exp}$ ). (b) Spectre initial mesuré, et spectres simulés en sortie de chaque préamplificateur [27]......	20
FIGURE I-7 : Schéma expérimental type d'un montage FCPA [31] (OI : Optical Isolator, AOM : Acousto-Optic Modulator).....	22
FIGURE I-8 : Spectres expérimentaux mesurés (a) en amont de l'amplificateur de puissance (noir) et en aval du compresseur (rouge) par T. Eidam et al. [2], (b) en sortie d'oscillateur (pointillés) et en après compression (noir) par F. Röser et al. [31]......	25
FIGURE I-9 : Schéma expérimental du montage d'amplification parabolique d'impulsions femtosecondes développé par Y. Zaouter et al. [47]......	28
FIGURE I-10 : Histogramme des communications relatives à la combinaison cohérente appliquée au régime femtoseconde [10], [14], [20], [21], [30], [40], [42], [45], [54]–[73]......	29
FIGURE I-11 : Schéma de principe de l'amplification d'impulsions femtosecondes avec division spatiale et recombinaison cohérente.....	30
FIGURE I-12 : (Colonne de gauche) Distributions spatio-temporelles des faisceaux en champ proche dans le cadre d'une combinaison en champ lointain (haut : pas de différences de temps de groupe, bas : différences de temps de groupe avec un écart-type de 100 fs). Les faisceaux sont larges et espacés de 500 $\mu\text{m}$ . Les impulsions simulées ont une durée de 100 fs. (Colonne	

de droite) Distributions spatio-fréquentielles en champ lointain correspondantes, mesurées dans le plan focal image d'une lentille ayant une focale de 60 cm [53, p. 283].	32
FIGURE I-13 : Pertes d'efficacité de combinaison pour la combinaison cohérente spatiale en régime femtoseconde en fonction des écart-types : (a) des phases à l'origine, (b) des temps de groupe, (c) de la GVD, (d) des intégrales B (trait plein : efficacité de combinaison en puissance moyenne, trait pointillé : efficacité de combinaison en puissance crête) ([53, p. 282].	33
FIGURE I-14 : (a) Schéma expérimental de combinaison cohérente spatiale dans une architecture à deux bras de type Mach-Zehnder, (b) Synthèse des résultats expérimentaux obtenus, (c) Spectres et (d) Traces d'autocorrelation expérimentaux des rayonnements en sortie des amplificateurs et après combinaison [56] (DOLP : Degree Of Linear Polarization).	34
FIGURE I-15 : Traces d'autocorrélation issues du bras 1 (rouge) et du bras 2 (verte) du montage de combinaison cohérente spatiale, et de l'impulsion recombinaison (noire) comparée à celle provenant d'un montage mono-amplificateur (bleue) [59].	35
FIGURE I-16 : Schéma expérimental de combinaison cohérente spatiale avec une architecture à deux bras, de type Mach-Zehnder, utilisant un asservissement de type LOCSET [57].	37
FIGURE I-17 : Evaluation de l'efficacité de combinaison d'un système de combinaison cohérente spatiale utilisant un asservissement de type LOCSET en fonction du bruit d'amplitude (a) et du bruit de phase (b). $\sigma_P$ et $\sigma_\phi$ représentent respectivement l'écart-type de la variation de puissance et de phase des canaux, $\beta$ est l'amplitude de modulation de phase, $P_{avg}^{out}$ la moyenne des puissances moyennes émises par les canaux [63].	38
FIGURE I-18 : Schéma expérimental de combinaison cohérente spatiale dans un système non asservi auto-équilibré basé sur un interféromètre de Sagnac [60].	39
FIGURE I-19 : Schéma de principe de la combinaison cohérente temporelle.	40
FIGURE I-20 : Schéma du dispositif expérimental de combinaison cohérente temporelle utilisant des cristaux biréfringents [54] (PBS : Polarizing Beam Splitter, AMP : fiber amplifieur, FR : Faraday Rotator).	41
FIGURE I-21 : Schéma du dispositif expérimental de combinaison cohérente temporelle utilisant des cristaux biréfringents et un interféromètre de Sagnac (AOM : Acousto-Optic Modulator, PBS : Polarizing Beam Splitter, LMA : Large Mode Area) [10].	42
FIGURE I-22 : Représentation schématique de l'amplificateur de puissance basé sur la combinaison cohérente temporelle par voie active. Ce montage est alimenté par des impulsions étirées temporellement [71] (HWP : Half-Wave Plate, PBS : Polarizing Beam Splitter, QWP : Quarter-Wave Plate).	43
FIGURE I-23 : (a) Train d'impulsions en amont et en aval de l'amplificateur de puissance, (b) Impulsion recombinaison représentée sur un domaine temporel large démontrant l'absence de répliques parasites [71].	45
FIGURE I-24 : Schéma de principe de l'amplification spectralement profilée d'impulsions ultra-brèves proposé par I. P. Christov [6].	46

FIGURE I-25 : Tableau récapitulatif des performances atteintes pour l'amplification fibrée d'impulsions femtosecondes suivant l'architecture et le régime d'amplification choisis (CCS : Combinaison Cohérente Spatiale, DPA : Divided Pulse Amplification, FCPA : Fiber Chirped Pulse Amplification, $P_m$ : Puissance moyenne, $P_c$ : Puissance crête).....	48
FIGURE II-1 : Schéma de principe de la combinaison cohérente spectrale appliquée à l'amplification d'impulsions femtosecondes. ....	50
FIGURE II-2 : Gestion de la phase spectrale dans le cadre de la combinaison cohérente spatiale, temporelle (exemple à 2 bras : $i$ et $i+1$ ), et spectrale (exemple à 5 bras : $i-2$ à $i+2$ ). ....	52
FIGURE II-3 : Schéma de principe montrant l'intérêt des matrices de microlentilles (MLA) lorsque la division/combinaison spectrale est réalisée à l'aide d'un spectroscopie.....	54
FIGURE II-4 : Architecture retenue pour une démonstration de principe d'amplification par division et combinaison cohérente spectrale.....	55
FIGURE II-5 : (a) Exemples de densités spectrales de puissance calculées pour 2 rapports $\delta\lambda_{\text{cœur}}/\Delta\lambda$ différents et (b) profils temporels normalisés correspondants. ....	57
FIGURE II-6 : Schéma de principe du spectroscopie d'entrée constitué d'un réseau de diffraction $G$ avec un pas $p$ , et d'une lentille convergente $L$ de focale $f'$ . L'angle $\Delta i'$ correspond à la dispersion angulaire introduite par le spectroscopie, tandis que l'angle $\delta i'$ correspond à l'étalement angulaire du plus petit élément résolu ( $G$ : Grating, $L$ : Lentille, MLA : MicroLens Array, MCF : MultiCore Fiber). ....	58
FIGURE II-7 : Evolution du rapport $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda}$ en fonction de l'angle d'incidence $i$ allant de $-40^\circ$ à $80^\circ$ (valeurs d'angles permettant d'avoir un angle d'émergence $i'$ ) pour un réseau de diffraction avec 300 traits/mm fonctionnant à l'ordre 1, pour une longueur d'onde centrale de 1030 nm. ....	60
FIGURE II-8 : (a) Spectre de l'impulsion femtoseconde source et (b) réponse spectro-angulaire du spectroscopie à ce spectre.....	62
FIGURE II-9 : (a) Filtrage angulaire réalisé par le couple matrice de microlentilles + fibre multicœur, (b) réponse spectro-angulaire du dispositif de découpage spectral, (c) densités spectrales de puissance : de l'impulsion source (noir continu), et collectées par chacun des cœurs (couleurs). Pour réaliser ces simulations, le taux de remplissage réel de la matrice de microlentilles a été pris en compte ( $\approx 80\%$ ). ....	63
FIGURE II-10 : (a) Réponse spectro-angulaire du système de combinaison spectrale, (b) divergence angulaire des faisceaux issus des cœurs de la fibre multicœur après recombinaison due à la résolution du spectroscopie de sortie, (c) densités spectrales de puissance de l'impulsion source (noir continu), émises par chacun des cœurs (couleurs) et du spectre recombinaison (pointillés noirs). ....	64
FIGURE II-11 : Caractéristiques géométriques d'une fibre à cinq cœurs à laquelle on applique une courbure ( $\theta = 180^\circ$ , demi-cercle) et une torsion ( $\theta'$ ) pour ajuster linéairement les différences de temps de groupe entre cœurs. ....	67



FIGURE II-12 : (a) Evolution de la longueur optique de deux cœurs distants d'environ 200  $\mu\text{m}$  en fonction de la torsion appliquée (fibre courbée selon une demi-boucle ( $\theta = 180^\circ$ ) et  $\theta'$  la torsion appliquée à cette demi-boucle), et (b) équivalence en différences de temps de groupe entre deux cœurs équidistants du centre de la fibre en fonction de leur écart, pour une torsion de  $135^\circ$ . ..... 68

FIGURE II-13 : Représentation d'une boucle réalisée avec une fibre à 2 cœurs. La coupe transverse permet de voir le positionnement des 2 cœurs pour différentes valeurs de  $\theta$ . ..... 69

FIGURE II-14 : Retards de temps de groupe calculés pour chacun des 5 cœurs de la fibre multicœur en fonction de l'angle d'inclinaison  $\theta$  de la boucle. Le cœur central ( $n^\circ 3$ ) est ici pris comme référence. .... 70

FIGURE II-15 : Intensité crête recombinaison en fonction de la disparité des temps de groupe entre canaux pour un spectre présentant une largeur de 20 nm dans le cas où le découpage spectral est réalisé suivant (a) 5 bandes et (b) 11 bandes. Dans les deux cas, l'intensité crête de l'impulsion en limite de Fourier est prise comme référence. Un marqueur est positionné sur les deux figures à un même écart-type  $\sigma_{\Delta T_g}$  pour montrer le gain en efficacité de combinaison  $\eta$  lorsque le nombre de bandes spectrales élémentaires (échantillonnage en canaux spectraux) augmente pour une bande spectrale globale donnée. (b) L'évolution de la durée de l'impulsion synthétisée par rapport à la durée d'impulsion obtenue dans le cas synchrone et en phase est représentée pour un découpage suivant 11 bandes spectrales (rouge). ..... 73

FIGURE II-16 : Coupe transverse du miroir déformable. La surface réfléchissante (orange) est reliée à une matrice de plots (gris à l'étage supérieur), chacun centré sur un actuateur électrostatique (bleu) suspendu au-dessus d'une électrode (jaune) [90]. La membrane réfléchissante est quant à elle continue. .... 75

FIGURE II-17 : (a) Décomposition de la surface du miroir déformable en cinq bandes distinctes appliquant chacune un déphasage différent. Déformation de la surface réfléchissante du miroir déformable quand une ligne de 5 actuators présente une course différente du reste du miroir, dans le cas d'une membrane continue (b), et segmentée (c) [91]. ..... 76

FIGURE II-18 : Analogie entre la synthèse d'un faisceau de forte brillance par juxtaposition cohérente de faisceaux et la synthèse d'une impulsion intense par addition cohérente de bandes spectrales juxtaposées.  $\Delta\nu$  et  $\Delta t$  représente la largeur à  $1/e^2$  du spectre et de l'impulsion.  $\Delta x$  et  $\Delta N_x$  représente de manière analogue la largeur à  $1/e^2$  du champ proche et du champ lointain.  $N_x$  représente les fréquences spatiales. .... 77

FIGURE II-19 : Variation de l'efficacité de combinaison en fonction de la disparité des phases à l'ordre 0 entre canaux pour un spectre présentant une largeur de 20 nm dans le cas où le découpage spectral est réalisé suivant (a) 5 bandes et (b) 11 bandes. Dans les deux cas, les résultats de simulations (croix noires) sont comparés à l'évolution régie par la formule II.25 (trait plein). L'intensité crête de l'impulsion en limite de Fourier est prise ici comme référence. .... 79

FIGURE II-20 : Schéma de principe de la focalisation d'un faisceau à travers un milieu diffusant. (a) Un faisceau ayant un profil de phase spatiale uniforme est diffusé (« speckle ») après traversée d'un milieu diffusant. (b) Un profilage de la phase spatiale du faisceau en amont du milieu diffusant permet la focalisation du faisceau sur une cible située après celui-ci [93]. ..... 80

FIGURE II-21 : Principe de fonctionnement des trois algorithmes développés par I. M. Vellekoop et A. P. Mosk [92]. En blanc les pixels à leur état initial, en rouge les pixels en cours de « balayage », en gris les pixels optimisés. ....	81
FIGURE II-22 : Evolutions de l'intensité au point de focalisation en fonction du temps, calculées avec les trois algorithmes d'optimisation. Le temps est ici normalisé par le temps nécessaire pour effectuer une itération. Le nombre de pixels à optimiser est fixé à 1804 [92]. ....	82
FIGURE II-23 : Fibre optique à 19 cœurs passifs, utilisée lors de la démonstration expérimentale de synthèse d'impulsions brèves sans amplification. Seuls cinq cœurs de la fibre multicœur ont été utilisés. Les disques noirs correspondent aux capillaires de la microstructure, les parties en gris clair à de la silice pure, et les hexagones en gris foncé à des barreaux dopés au bore. Les chiffres 1 et 2 permettent de repérer les axes sur lesquels cinq cœurs alignés sont exploitables. ....	84
FIGURE II-24 : Montage d'interférométrie spectrale utilisé pour la caractérisation de la fibre multicœur (SMF : Single Mode Fiber, MCF : MultiCore Fiber, OSA : Optical Spectrum Analyzer). ....	85
FIGURE II-25 : Différences de temps de groupe par mètre de fibre entre cœurs, référencées par rapport au cœur central de la fibre multicœur. ....	86
FIGURE II-26 : Schéma de principe de la technique «Fourier Transform Spectral Interferometry». ....	87
FIGURE II-27 : Schéma du montage expérimental utilisé pour réaliser la synthèse d'impulsions brèves avec la fibre passive à 19 cœurs (seuls 5 cœurs alignés étaient utilisés dans ces expériences). ....	88
FIGURE II-28 : Spectres (partie gauche) et traces d'autocorrélation (partie droite). (a) Bandes spectrales sélectionnées par le dispositif (pointillés verts) et spectre de l'impulsion initiale (noir). (b) Traces d'autocorrélation intensimétriques expérimentales d'une impulsion émergeant d'un cœur de la fibre multicœur (vert) et de l'impulsion source (noir). (c) Spectre et (d) trace d'autocorrélation obtenus après recombinaison cohérente des cinq bandes spectrales (cercles rouges). Les résultats expérimentaux sont en accord avec les simulations (bleu). ....	89
FIGURE II-29 : (a) Spectre expérimental obtenu avec compensation de la phase spectrale (cercles rouges). (b) Traces d'autocorrélation expérimentales obtenues en sortie de dispositif après recombinaison cohérente des cinq bandes spectrales sans (cercles pleins rouges) et avec (cercles rouges) compensation de la phase spectrale. Les résultats de simulation sont représentés sur les deux figures en bleu. ....	90
FIGURE II-30 : Profil spatial du faisceau recombinaison (a) au niveau du réseau de diffraction du spectroscopie de sortie et (b) en champ lointain. ....	91
FIGURE II-31 : Tableau récapitulatif des performances atteintes lors de la synthèse d'une impulsion brève par combinaison cohérente spectrale avec une fibre « blanche » multicœur. $\delta\lambda_{\text{cœur}}$ correspond à la largeur d'un spectre élémentaire (FWHM), $\delta\lambda_{\text{tot}}$ à la bande spectrale totale (FWHM), et $\Delta\lambda$ à l'espacement inter-canaux. ....	92

FIGURE II-32 : Spectres expérimentaux et traces d'autocorrélation (rouge) obtenus lors de la synthèse ((a) et (b)) d'une double impulsion et ((c) et (d)) d'une impulsion carrée. Les résultats de simulation sont en bleu.....	93
FIGURE III-1 : Fibre optique multicœur active dopée aux ions ytterbium. Les quinze cœurs de la fibre, espacés d'un pas de 24 $\mu\text{m}$ , correspondent aux zones vertes. Leur diamètre de mode est de $\sim 5 \mu\text{m}$ . .....	99
FIGURE III-2 : Différences de temps de groupe entre cœurs mesurées par rapport au cœur numéro 1 de la fibre à 15 cœurs espacés de 24 $\mu\text{m}$ . Les douze cœurs successifs permettant d'atteindre un écart-type de temps de groupe minimal (260 fs) sont pris entre les cœurs numéro 2 et 13.....	100
FIGURE III-3 : Schéma du montage expérimental utilisé pour réaliser l'amplification d'impulsions femtosecondes en régime linéaire. ....	102
FIGURE III-4 : (a) Les douze bandes spectrales (courbes colorées en pointillés) mesurées en sortie de fibre, comparées au spectre de l'impulsion initiale (trait plein noir). (b) Traces d'autocorrélation d'une impulsion élémentaire mesurée en sortie d'un des cœurs de la fibre (bleu) et trace de l'impulsion source (AC : Autocorrélation). ....	102
FIGURE III-5 : Spectres (a) et traces d'autocorrélation (b) de l'impulsion source (noir) et de l'impulsion recombinaisonnée avant (rouge) et après (bleu) compensation de la phase spectrale en régime d'amplification linéaire. La trace verte est celle calculée à partir du spectre expérimental en supposant la phase parfaitement uniforme (AC : Autocorrélation, simu. : simulation).....	104
FIGURE III-6 : (a) Profil spatial du faisceau recombinaisonnée au niveau du réseau de diffraction du spectroscopie de sortie et (b) spectres ponctuels mesurés expérimentalement pour différentes positions dans la section du faisceau recombinaisonnée. Entre chacune des mesures, le spectromètre a été déplacé de 600 $\mu\text{m}$ (écart angulaire d'environ 300 $\mu\text{rad}$ ) selon la direction de dispersion. ....	106
FIGURE III-7 : Enregistrement de la tension relevée aux bornes de la photodiode à absorption à deux photons sur 5 h (a) et 120 s (b) sans asservissement. La tension a été relevée toutes les 5 min pour le premier enregistrement. Une mesure toutes les 100 ms a été effectuée en ce qui concerne le second enregistrement (TPA : Two Photon Absorption).....	107
FIGURE III-8 : Spectre (a) et traces d'autocorrélation (b) de l'impulsion double synthétisée. La trace d'autocorrélation orange correspond aux résultats expérimentaux. La trace en cercle rouge correspond à celle de la double impulsion calculée dans le cas où le profil de phase appliqué au spectre expérimental est contrôlé (opposition de phase de proche en proche et prise en compte des différences de temps de groupes entre canaux). La double impulsion calculée correspondante est présentée en insert. ....	108
FIGURE III-9 : Différences de temps de groupe entre cœurs, normalisées par rapport au cœur numéro 1, de la fibre à 15 cœurs espacés de 30 $\mu\text{m}$ maintenue droite (mesures)......	110
FIGURE III-10 : (a) Spectre élargi en sortie de fibre unimodale (rouge) pour comparaison avec le spectre de l'impulsion initiale (noir). (b) Traces d'autocorrélation expérimentales des impulsions émises en sortie de fibre unimodale (rouge) et des impulsions sources (noir). La propagation des impulsions sources au travers de la fibre unimodale a été simulée. La trace	

d'autocorrélation simulée en sortie de fibre (trace mauve) présente une durée inférieure à celle obtenue expérimentalement. La différence de forme et de durée entre les deux courbes reste inexplicée, malgré la prise en compte de différents phénomènes physiques aptes à influencer la durée et la forme de l'impulsion (dispersion de vitesse de groupe, automodulation de phase vectorielle, mélange à 4 ondes). ..... 111

FIGURE III-11 : Différences de temps de groupe entre cœurs induites par la dispersion de vitesse de groupe pour la longueur de fibre multicœur mise en jeu. Le retard nul est référencé par rapport au cœur contenant la longueur d'onde centrale du spectre. L'écart-type des différences de temps de groupe atteint 550 fs. .... 112

FIGURE III-12 : Traces d'autocorrélation de l'impulsion recombinaée avant (rouge) et après (vert) synchronisation et mise en phase des canaux spectraux. .... 113

FIGURE III-13 : (1 à 7) Traces FROG (Frequency Resolved Optical Gating) simulées pour différentes étapes de la mise en phase des canaux spectraux (inclinaison fibre + ajustement de la surface du miroir déformable). (8) Trace FROG obtenue à partir de la méthode TIVI (Temporal Information Via Intensity) estimant l'allure temporelle de l'impulsion expérimentale à partir de la trace d'autocorrélation et du spectre mesurés. .... 115

FIGURE III-14 : Spectre (a) et trace d'autocorrélation (b) de l'impulsion recombinaée après mise en phase des canaux spectraux. (c) Spectre émis par un cœur mesuré en exploitant l'ordre 0 du réseau de recombinaison. .... 116

FIGURE III-15 : Différences de temps de groupe entre cœurs induites par la dispersion de vitesse de groupe, la différence d'indice effectif, et l'automodulation de phase subie lors de l'élargissement spectral pour la longueur de fibre multicœur mise en jeu. Le retard nul est référencé pour les différentes sources de retard prises en compte par rapport au cœur contenant la longueur d'onde centrale du spectre (cœur 10). Le retard entre cœur atteint 364 fs. .... 117

FIGURE III-16 : (a) Traces d'autocorrélation expérimentale (bleu) et simulée (mauve) de l'impulsion recombinaée après mise en phase des canaux spectraux. (b) Traces d'autocorrélation simulées de l'impulsion recombinaée après mise en phase des canaux spectraux lorsque la différence de temps de groupe résiduelle entre cœurs est prise en compte, et dans le cas parfait (pointillés). (c) Allure temporelle calculée de l'impulsion recombinaée après mise en phase des canaux spectraux. .... 118

FIGURE III-17 : Profil spatial du faisceau recombinaé au niveau du réseau de diffraction du spectroscopie de sortie. .... 119

FIGURE III-18 : (a) Spectre et (b) trace d'autocorrélation de l'impulsion recombinaée après mise en phase des canaux spectraux pour un régime d'amplification non-linéaire. .... 121

FIGURE III-19 : Profil spatial du faisceau recombinaé en champ lointain en régime d'amplification non-linéaire. .... 121

FIGURE III-20 : Tableau récapitulatif des performances atteintes lors de l'amplification et la synthèse d'impulsions brèves par combinaison cohérente spectrale avec une fibre multicœur amplificatrice.  $\delta\lambda_{\text{cœur}}$  correspond à la largeur d'un spectre élémentaire (FWHM),  $\delta\lambda_{\text{tot}}$  à la bande spectrale totale (FWHM), et  $\Delta\lambda$  à l'espacement inter-canaux. .... 122

FIGURE III-21 : Schéma de principe de l'architecture développée par W. Z. Chang et al. pour étudier l'amplification d'impulsions femtosecondes par combinaison cohérente spectrale [67] (SM : Single Mode, WDM : Wavelength Division Multiplexer). .....	123
FIGURE III-22 : Spectres ((a) et (c)) et traces d'autocorrélation ((b) et (d)) des amplificateurs et de l'impulsion synthétisée avec (partie supérieure) et sans (partie inférieure) recouvrement spectral entre les différents canaux [67]......	124
FIGURE III-23 : Schéma de principe de l'architecture développée par F. Guichard et al. pour étudier l'amplification d'impulsions femtosecondes par combinaison cohérente spectrale [69] (DM : Dichroic Mirror). .....	125
FIGURE III-24 : (a) Efficacité de combinaison et puissance moyenne combinée, non combinée et combinée après compression, en fonction de la puissance de pompage. (b) Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre en sortie de montage en fonction du gain en puissance pour la configuration mono-amplificateur (vert) et mettant en jeu la combinaison spectrale cohérente (rouge) [69]. .....	126
FIGURE III-25 : Schéma de principe (a) d'un système à amplificateur unique mettant en œuvre l'allongement de l'impulsion par une ligne dispersive et (b) du système d'amplification multispectrale associant découpage spectral et allongement de l'impulsion par ligne dispersive dans le cas où N étireurs sont positionnés entre le découpage spectral et les amplificateurs. $P_c$ représente la puissance crête de l'impulsion, N le nombre de canaux mis en jeu, $\delta t$ la durée de l'impulsion, et le facteur $\gamma$ est proportionnel au terme de la phase spectrale d'ordre 2 du dispositif étireur.....	128
FIGURE III-26 : Schéma de principe du système d'amplification multispectrale associant découpage spectral et allongement de l'impulsion par ligne dispersive dans le cas où un étireur unique est positionné en amont du découpage spectral. $P_c$ représente la puissance crête de l'impulsion, N le nombre de canaux mis en jeu, $\delta t$ la durée de l'impulsion, et le facteur $\gamma$ est proportionnel au terme de la phase spectrale d'ordre 2 du dispositif étireur.....	129
FIGURE III-27 : Image de la face de la fibre multicœur employée par H. J. Otto et al. dans la publication [99]. Les quatre cœurs dopés ytterbium sont ici représentés par des hexagones verts. ....	130
FIGURE III-28 : Proposition de schéma de combinaison cohérente spectrale stabilisée par voie active à N voies. ....	131
FIGURE III-29 : Schéma bloc d'un oscillateur laser à modes synchronisés mettant en œuvre la combinaison cohérente spectrale intra-cavité. ....	133
FIGURE III-30 : Montage expérimental dédié à la combinaison multispectrale intra-cavité en régime de fonctionnement continu. ....	134
FIGURE III-31 : (a) Spectre expérimental mesuré sans sélection angulaire par une fente de largeur réglable et (b) illustration de la sélectivité spectrale imposée par la fente. ....	135
FIGURE III-32 : Spectre expérimental mesuré avec une sélection angulaire par une fente de largeur réglable lorsque (a) 12 et (b) 6 canaux amplificateurs sont utilisés. (c) Peignes spectraux (noir, rouge, vert, mauve) enregistrés pour différentes orientations du réseau de diffraction intra-cavité.....	136

FIGURE III-33 : Profil spatial du faisceau en sortie d'oscillateur (a) sans et (b) avec mise en place d'une discrimination spectro-angulaire par une fente de largeur ajustable. .... 136



# Introduction générale

Depuis la première démonstration de l'effet laser à partir d'un cristal de rubis en 1960, le laser a trouvé sa place dans de nombreux domaines tels que les télécommunications, l'industrie, la défense, ou encore le biomédical. Il a également contribué au développement scientifique et technologique de ces secteurs d'activité. Le positionnement clé de ces sources lumineuses est dû à la diversité des émissions que l'on peut produire. Cette diversité se décline sur le plan spectral avec un large panel de longueurs d'onde allant de l'UV au THz, sur le plan spatial avec la possibilité d'exploiter la cohérence du rayonnement pour réaliser des sources de forte brillance, et sur le plan temporel pour bénéficier de régimes variés de fonctionnement allant du continu jusqu'aux impulsions femtosecondes.

Dans le domaine impulsif, les lasers à impulsions nanosecondes se sont développés pour répondre à un besoin en forte énergie tels que les lidars et l'usinage de matériaux (soudure, brasage, découpe, trempe). Ce régime de fonctionnement est d'intérêt pour les applications peu sensibles à la charge thermique déposée par le rayonnement laser. En effet, pendant la durée de l'impulsion, le faisceau chauffe localement le matériau, réduisant la précision de l'opération réalisée, voire endommageant le matériau.

Les impulsions femtosecondes produisent des interactions lumière-matière qui peuvent être athermiques en raison de leur courte durée et de leur puissance crête élevée. Ce niveau de puissance, pouvant aller du mégawatt à quelques gigawatts, correspond à des demandes relevant à la fois de la recherche académique et du secteur industriel. D'un point de vue fondamental, il s'agit par exemple de la réalisation de sources de rayonnement secondaire [1] (EUV en utilisant le phénomène de génération d'harmoniques d'ordre élevé dans un gaz). Ces sources femtosecondes ont également montré tout leur intérêt dans de nombreux procédés industriels qui nécessitent la réduction des effets thermiques tels que le micro-usinage, la micro et nano-structuration de matériaux. Plus récemment, le secteur médical s'est tourné vers ce type de sources en raison de leur propension à effectuer une chirurgie de précision (chirurgie réfractive, ablation de tumeurs, ...). Presque toutes ces applications nécessitent une énergie par impulsion élevée, associée à un fort taux de répétition pour devenir vraiment efficace. Dans une vision à plus long terme, allier forte puissance moyenne et forte puissance crête est l'objectif du projet collaboratif ICAN (ICAN : International Coherent Amplification Network) visant à développer une nouvelle génération d'accélérateurs de particules s'appuyant sur des lasers capables d'émettre des impulsions ultra-brèves (~ 100 fs) à une fréquence supérieure à 10 kHz, et avec une énergie supérieure à 10 Joules. Ainsi, par l'intermédiaire d'objectifs ambitieux à long termes, le développement de nouvelles architectures pour la génération d'impulsions ultra-brèves est encouragé.

Pour une montée en puissance moyenne, la géométrie et la composition du milieu amplificateur mis en jeu constituent des critères déterminants. Bien que les cristaux de saphir dopés au titane (Ti:Sa) soient classiquement employés pour obtenir des impulsions ultra-courtes (quelques cycles optiques à 800 nm), leur défaut quantique élevé (~ 33 %) ne les



dédié pas à l'amplification de puissance. En effet, pour des puissances de pompage élevées, la conversion incomplète de cette puissance en lumière laser induit des gradients thermiques à l'origine de gradients d'indice dégradant la qualité spatiale du faisceau, voire endommageant le milieu. Ces effets thermiques sont importants aussi en raison de la faible surface d'échange avec le milieu extérieur que présente un cristal de type « pavé ». La technologie à disque mince est un moyen d'augmenter cette surface d'échange et d'améliorer la gestion de la charge thermique. Le gain par passage restant toutefois faible, une amplification multi-passage, complexifiant le montage, est indispensable. Les lasers à fibre optique dopée ytterbium ont démontré leur capacité à délivrer de fortes puissances moyennes. L'immunité aux effets thermiques est principalement due à la structure guidante du milieu amplificateur, au facteur de forme élevé (rapport surface d'échange avec l'extérieur sur volume actif élevé) de la fibre, et au faible défaut quantique de l'ion ytterbium (5 %). La structure amorphe de la silice présente un désordre microscopique. Il se traduit par une levée de dégénérescence des niveaux d'énergie des ions dopants, supérieure au sein de cette matrice hôte à celle observable dans des cristaux, créant une multitude de niveaux à l'origine d'une bande spectrale de gain large. Cette largeur de bande est nécessaire afin de produire des impulsions ultra-brèves, de l'ordre de la centaine de femtosecondes dans le cas de l'ion ytterbium. La fibre dopée ytterbium présente donc deux atouts majeurs pour la production d'impulsions femtosecondes énergétiques à haute cadence, à savoir sa capacité à délivrer de fortes puissances moyennes et sa large bande d'amplification. Toutefois, le confinement de champs intenses sur la faible section des fibres amplificatrices est source de limitations. La première d'entre elles à apparaître lors de l'amplification de puissance est l'automodulation de phase qui dégrade la qualité temporelle de l'impulsion, jusqu'à la rendre inexploitable. A plus forte puissance, le phénomène d'autofocalisation est susceptible de détériorer la qualité spatiale du faisceau, voire d'endommager la fibre. Outre les effets non linéaires évoqués, les effets induits par propagation sont également importants. La dispersion de vitesse de groupe, provoquant un allongement de l'impulsion, doit également être compensée pour conserver des impulsions brèves après amplification.

Les architectures d'amplification mises en place jusqu'à ce jour ont permis d'atteindre des niveaux d'énergie, des niveaux de puissance moyenne, et des durées d'impulsions respectivement de l'ordre du millijoule [2], du kilowatt [3], et de quelques dizaines de femtosecondes [4]. Malgré les avancées technologiques, tant au niveau de la géométrie des fibres pour relâcher les contraintes sur les dimensions de cœurs qu'au niveau de la brillance des diodes de pompage multimodales, les schémas d'amplification actuels doivent trouver un compromis entre puissance crête et puissance moyenne. En dépit des tailles de cœur pouvant atteindre la centaine de micromètres, tout en conservant leur caractère monomode, les effets non-linéaires deviennent non négligeables lorsque des puissances crêtes de l'ordre de 100 kW sont mises en jeu. L'amplification de puissance associée à la gestion de bandes spectrales de plusieurs dizaines de nanomètres est confrontée au phénomène de rétrécissement spectral par le gain qui vient limiter les performances en durée d'impulsions. Les effets thermiques ont également un impact lorsqu'on approche d'une puissance moyenne de plusieurs centaines de Watts [5]. Des instabilités de mode dans le faisceau amplifié peuvent apparaître. Une

---

évolution de ces architectures est alors nécessaire pour répondre aux besoins en impulsions énergétiques à haute cadence.

Une des pistes récemment suivie s'est inspirée des techniques de combinaison cohérente utilisées pour les lasers en régime continu. Dans ce régime de fonctionnement, l'amplitude du rayonnement d'un oscillateur maître est divisée et alimente plusieurs voies amplificatrices. A cette amplification parallèle doit être associé un contrôle de la phase optique des faisceaux pour obtenir après recombinaison un faisceau puissant limité par la diffraction. L'application de tels procédés aux impulsions femtosecondes consiste à créer  $N$  répliques de l'impulsion source par division spatiale et/ou temporelle de celle-ci. La puissance crête transportée par chacune d'entre elles est ainsi diminuée d'un facteur  $N$ . Leur amplification est réalisée dans le même guide, ou dans des guides distincts. Après amplification, les répliques sont sommées de façon cohérente afin d'obtenir une impulsion femtoseconde puissante. La division spatiale ou temporelle associée à une amplification distribuée spatialement ou dans le temps a pour intérêt d'augmenter au global le seuil d'apparition des effets non-linéaires et donc d'extraire une énergie environ  $N$  fois supérieure à celle que l'on obtiendrait par amplification d'une impulsion unique.

La stratégie innovante au cœur de ces travaux de thèse est dérivée de techniques mises en œuvre pour l'amplification femtoseconde dans des milieux amplificateurs autres que les fibres optiques [6]. Elle s'appuie sur une séparation des composantes spectrales. Le spectre de l'impulsion source est découpé en  $N$  bandes spectrales plus étroites. On obtient alors spatialement  $N$  impulsions constituées de bandes spectrales différentes, chacune présentant une durée  $N$  fois plus importante que l'impulsion initiale. Dans le principe, cette technique diminue d'un facteur proche de  $N^2$  la puissance crête de chacune des répliques avant amplification, ce qui permet éventuellement de s'affranchir des systèmes d'éirement/compression de l'impulsion classiquement rencontrés dans les architectures à amplification à dérive de fréquence. Une étape de combinaison spectrale associée à un contrôle fin du synchronisme (en temps de groupe et en phase) des impulsions en sortie des amplificateurs en parallèle réalise la reconstruction de l'impulsion brève après amplification. L'amplification en parallèle de bandes spectrales étroites telle qu'imaginée dans l'approche proposée devrait permettre d'accroître la puissance moyenne tout en limitant les effets de rétrécissements spectraux par le gain.

Ce manuscrit se décompose en trois chapitres. Nous commençons par nous intéresser aux chaînes d'amplification « conventionnelles » dédiées aux impulsions femtosecondes ne mettant pas en jeu de découpage (spatial, temporel, ou spectral) du signal incident. Pour cela, nous décrivons tout d'abord les types de fibre conçues pour l'amplification de puissance et en particulier en régime d'impulsions brèves. Un rappel est fait sur les phénomènes physiques qui affectent la propagation guidée de ces impulsions (dispersion de vitesse de groupe, automodulation de phase, ...). Par la suite, les limitations des chaînes d'amplification fonctionnant en régime linéaire (amplification à dérive de fréquence) et en régime non-linéaire (amplification parabolique) sont rapportées. Nous continuons par un historique sur l'adaptation de la combinaison cohérente au régime femtoseconde. Les différentes techniques

relevant de la combinaison spatiale et de la combinaison temporelle développées ces dernières années sont présentées, ainsi que leurs avantages, inconvénients, et performances. Pour terminer cette première partie, les origines de l'amplification par division spectrale et combinaison cohérente spectrale sont décrites.

Le principe de fonctionnement de cette nouvelle méthode d'amplification dédiée aux impulsions femtosecondes est détaillé au cours du deuxième chapitre de ce mémoire. Les différentes architectures envisageables sont par la suite déclinées et développées. Après avoir retenu l'architecture se prêtant le mieux à une démonstration de principe, les paramètres à prendre en compte pour son dimensionnement et sa réalisation sont abordés. Pour finir ce second chapitre, une démonstration expérimentale sans amplification valide le concept proposé.

Dans la dernière partie de ce manuscrit, l'amplification d'impulsions ultra-brèves dans une fibre multicœur par combinaison cohérente spectrale pour des largeurs de bande spectrale faible ( $\sim 10$  nm) et importante ( $\sim 40$  nm) est démontrée. La propagation dans la fibre active en régime linéaire, puis en régime non linéaire, est également explorée afin d'évaluer les limites du dispositif mis en œuvre dans ces travaux de thèse. Les évolutions possibles du procédé pour une montée en puissance sont ensuite discutées. Pour finir, l'aménagement de l'architecture pour la réalisation d'un oscillateur laser est envisagé. Il est basé sur la mise en phase de multiples amplificateurs placés en parallèle dans une unique cavité laser, chacun amplifiant une bande spectrale différente.

Ce travail a été réalisé avec le soutien de l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre du projet "Multifemto", en collaboration avec le laboratoire Charles Fabry de l'IOGS Palaiseau, le laboratoire de Physique des Lasers Atomes et Molécules de l'Université Lille 1, et l'ONERA-DOTA de Palaiseau.

# Chapitre I

## Amplification fibrée d'impulsions femtosecondes : généralités et revue des évolutions récentes

Au travers de ce premier chapitre, le contexte relatif à l'amplification fibrée de puissance d'impulsions femtosecondes est mis en place. Les niveaux de puissance crête mis en jeu pouvant être élevés, l'emploi de fibres optiques comme milieu amplificateur n'est possible que sous certaines conditions. Une gestion des effets non-linéaires durant la phase d'amplification est alors primordiale pour éviter toute altération irréversible de l'impulsion amplifiée par effet Kerr. L'emploi de fibres optiques ayant une taille de mode de plusieurs dizaines de micromètres constitue une solution pour réduire l'intensité crête du faisceau au sein du milieu amplificateur. Des régimes d'amplification linéaire ou parabolique sont alors envisageables à partir de cette brique élémentaire afin de constituer des chaînes d'amplification de puissance.

Dans ce premier chapitre, une étude bibliographique des chaînes d'amplification dédiées aux impulsions ultra-courtes est faite. Après avoir ciblé leurs verrous technologiques et physiques, les différentes solutions proposées à ce jour basées sur la combinaison cohérente d'impulsions brèves sont développées. L'évolution au cours de ces dernières années de l'intérêt porté à cette thématique est également présentée.

### I.1 Chaînes d'amplification d'impulsions femtosecondes

Au cours de cette première section, différents éléments clefs de l'amplification de puissance des impulsions ultra-brèves sont abordés. Tout d'abord, il est montré que la montée en puissance des systèmes lasers fibrés nécessite l'emploi de fibres optiques limitant l'impact des effets non-linéaires. Dans la section suivante, les origines physiques de ces derniers, ainsi que celles des autres éléments, comme la dispersion de vitesse de groupe, ayant un impact sur la durée des impulsions femtosecondes amplifiées, sont rappelées. Une fois ces différents phénomènes pris en compte, les performances et limitations des régimes usuels d'amplification par fibre optique sont détaillées (amplification à dérive de fréquence, amplification parabolique).

#### I.1.1 Fibres optiques pour l'amplification et la propagation de forts niveaux de puissance

Les fibres optiques dopées aux ions ytterbium sont des milieux amplificateurs adaptés à la réalisation de sources lasers de puissance. D'une part, le ratio surface/volume des fibres permet une excellente dissipation de la charge thermique. D'autre part, l'ion ytterbium présente un faible défaut quantique et un diagramme énergétique simplifié, ce qui renforce

l'immunité de ces amplificateurs aux effets thermiques. Enfin, le maximum de la section efficace d'absorption de cet ion se situe dans une gamme spectrale pour laquelle la technologie des diodes lasers de puissance est maîtrisée. La simplicité d'implémentation et la robustesse des systèmes à fibre dans un montage optique sont également des avantages non négligeables.

La montée en puissance des lasers à fibre a été déclenchée avec le développement des fibres à double gaine. Les caractéristiques opto-géométriques de ces dernières rendent possible l'utilisation de diodes de pompage multimodales pouvant émettre plusieurs dizaines de Watts, quand le pompage unimodal du cœur est classiquement limité à quelques centaines de milliwatts. Pour l'émission d'impulsions femtosecondes fortement énergétiques, une attention particulière est portée à la gaine interne qui guide le faisceau pompe. Il est important que le facteur de recouvrement entre les modes présents dans la gaine et le cœur de la fibre optique soit le plus grand possible pour une absorption complète du rayonnement pompe sur une courte longueur de fibre. Pour cela, le rapport des surfaces cœur/gaine interne de la fibre amplificatrice doit être le plus élevé possible. Cependant, la double gaine n'est pas la seule caractéristique opto-géométrique de la fibre amplificatrice à prendre en compte pour une montée en puissance.

La propagation d'un faisceau lumineux intense dans le cœur d'une fibre optique peut avoir plusieurs conséquences. Quel que soit le régime de fonctionnement, le confinement d'un champ électrique d'amplitude élevée dans un guide de faible section, sur de grandes longueurs d'interaction, favorise l'apparition d'effets non-linéaires nuisibles à la propagation du signal. La diffusion Brillouin stimulée (couplage avec des phonons acoustiques) est un exemple d'effets indésirables, pour les régimes continu et impulsionnel long (faibles largeurs spectrales). Concernant les impulsions de courte durée, la variation de l'indice effectif du cœur de la fibre en fonction de l'intensité locale et instantanée du champ électrique (effet Kerr optique) est à l'origine de l'automodulation de phase. Ces effets non-linéaires, ayant pour origine la susceptibilité diélectrique d'ordre 3 de la silice, peuvent conduire à de nombreux phénomènes comme des distorsions de phase temporelle, des modifications des états de polarisation, des élargissements spectraux, de l'autofocalisation, et des échanges d'énergie par mélange à quatre ondes. La diffusion Raman stimulée (couplage avec des modes vibrationnels) peut également se manifester en affectant le contenu spectral du rayonnement amplifié (diffusion inélastique). Pour la grande majorité des cas en régime femtoseconde, ces phénomènes perturbateurs sont minimisés, voire évités dans les amplificateurs fibrés, même si quelques contre exemples seront présentés par la suite. Afin de repousser le seuil d'apparition de ces effets non-linéaires, la solution la plus évidente est d'augmenter la taille de mode du signal, autrement dit la taille du cœur de la fibre. Plusieurs types de fibre, dites à grande aire modale (LMA : Large Mode Area), disposant d'un large cœur tout en assurant une propagation unimodale ont ainsi été proposées. Or, cette augmentation de taille de cœur impacte la valeur de la fréquence normalisée du guide ( $V$ ) définie, pour une fibre à saut d'indice, par :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \text{ON} = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{I.1})$$

avec  $\lambda$  la longueur d'onde du signal,  $a$  le rayon du cœur de la fibre optique, ON l'ouverture numérique du cœur,  $n_c$  et  $n_g$  les indices de réfraction respectifs du cœur et de la gaine interne.

Pour conserver une propagation unimodale du signal, la fréquence normalisée du guide doit rester inférieure à 2,405 [7], ce qui impose de diminuer la différence d'indice entre le cœur et la gaine ( $\Delta n = n_c - n_g$ ). Pour cela, il est possible de modifier le type ou la concentration des dopants présents dans le cœur. Des dopants à base de bore ( $\text{B}_2\text{O}_3$ ) ou de fluor ( $\text{SiF}_4$ ) peuvent ainsi être utilisés pour diminuer  $\Delta n$  [8]. Toutefois, les fortes concentrations en ions de terres rares nécessaires à une absorption efficace de la pompe amènent à une augmentation de  $\Delta n$  et limitent cette approche. Certaines méthodes comme celle utilisée par T. Eidam et al. [3], ont permis d'atteindre des diamètres de cœur jusqu'à 27  $\mu\text{m}$  tout en conservant le caractère unimodal de la propagation guidée. Pour cela, le cœur de la fibre utilisée était constitué d'un « fagot » de deux sortes de filaments de verre de silice : certains dopés à l'ytterbium et d'autres au fluor. Avec des diamètres inférieurs à la longueur d'onde signal (1040 nm), ces filaments formaient un cœur structuré présentant un indice moyenné bas. La concentration en ions de terres rares était en contrepartie diminuée. Malgré une taille de mode supérieure à celle observable dans une fibre monomode standard (SMF : Single Mode Fiber) à la longueur d'onde proche de 1  $\mu\text{m}$  ( $\approx 6 \mu\text{m}$ ), les diamètres de ces fibres LMA restent limités. La difficulté du contrôle de la faible différence d'indice entre le cœur et la gaine rend facilement ces guides multimodaux. Aussi, une technique simple de discrimination modale est généralement appliquée à ce type de fibre pour s'assurer de ne guider que le mode fondamental : la fibre est courbée avec un rayon suffisamment petit pour imposer des pertes beaucoup plus fortes aux modes d'ordres supérieurs qu'au mode fondamental. Il est à noter également que ces fibres LMA, compte tenu de la faible différence d'indice entre leur cœur et leur gaine interne, sont sensibles aux gradients thermiques et donc aux gradients d'indice engendrés dans le guide à fort niveau de pompage [9]. Cette modification du profil d'indice peut amener à la présence d'instabilités dans le faisceau émis et à un comportement multimodal.

Au vu de ces performances limitées, des fibres LMA pour lesquelles il est possible, en jouant sur une structuration air/silice, de modifier l'ouverture numérique du cœur ont été conçues. Il s'agit de fibres dites microstructurées. Ces fibres sont couramment assimilées à des « Photonic Crystal Fiber » (PCF). Le guidage dans ce type de fibre est réalisé soit par réflexion totale interne modifiée, soit par bandes interdites photoniques. La figure I-1 (a) montre un exemple de fibre en silice composée d'une matrice hexagonale de trous d'air exploitant un guidage par réflexion totale interne modifiée. Un ou plusieurs de ces trous sont volontairement manquants au milieu de la fibre optique, formant ainsi son cœur. Dans cette configuration, l'indice de la gaine correspond à un indice effectif prenant en compte les trous d'air. Celui-ci, fonction de la taille des trous d'air ( $d$ ), de leur espacement ( $\Lambda$ ), ainsi que du rapport  $\lambda/\Lambda$  (figure I-1 (b)), peut être finement ajusté pour avoir une différence d'indice cœur/gaine (de l'ordre de  $10^{-4}$ ) inférieure à celle que l'on peut obtenir dans le cas d'une fibre à

saut d'indice ( $10^{-3}$ ). Des diamètres de cœurs allant jusqu'à  $40\ \mu\text{m}$  [10] ont été réalisés avec ce type de fibre.

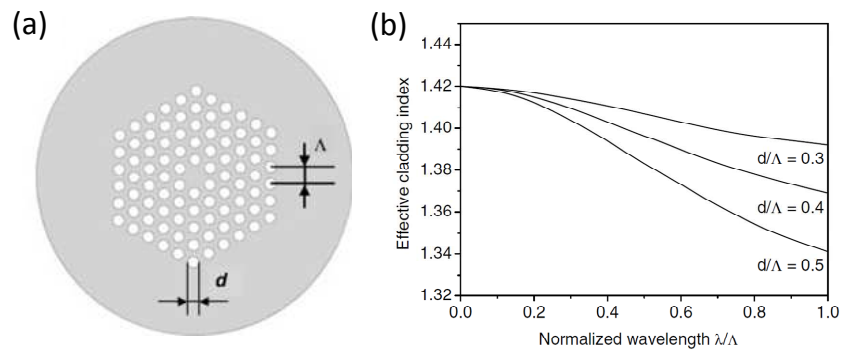


FIGURE I-1 : (a) Paramètres géométriques d'une fibre microstructurée ( $d$  : diamètre d'un trou d'air,  $\Lambda$  : espacement entre les trous d'air) et (b) Variation de l'indice effectif de la gaine d'une fibre microstructurée, pour différents rapports  $d/\Lambda$ , en fonction de la longueur d'onde normalisée  $\lambda/\Lambda$  [8].

Une étude théorique de 2010 a néanmoins démontré que ce type de fibre n'était pas strictement unimodale [11]. Pour éliminer ce problème et ainsi continuer d'accroître la taille de cœur, la structure de ces fibres a dû être adaptée pour augmenter les pertes des modes d'ordres supérieurs. Elle est similaire à celle précédemment présentée, à la différence près que la distance entre les trous d'air ( $\Lambda$ ) est toujours supérieure à dix fois la longueur d'onde de travail [8], [12]. De part cette propriété, elles portent le nom de Large Pitch Fiber (LPF). Les cœurs ont des dimensions pouvant aller jusqu'à  $135\ \mu\text{m}$  de diamètre [13].

Les fibres microstructurées dites « rod-type » [14] à large section de cœur sont développées depuis quelques années toujours en exploitant un guidage de type réflexion totale interne modifiée. En raison de leur sensibilité aux courbures (conservation du caractère unimodal), ces fibres sont maintenues expérimentalement droites. Afin de rigidifier le composant, une importante couche de silice autour de la structure guidante est présente (figure I-2). Ces fibres, utilisées comme amplificateur, sont de courte longueur, proche du mètre, mais de large diamètre, d'environ  $2\ \text{mm}$ . Le couplage du rayonnement est réalisé en espace libre, ce qui permet une injection sélective de la fibre. Cette injection favorise le guidage du mode fondamental bien que la différence d'indice entre le cœur et la gaine interne soit très faible. Toutefois, le couplage des rayonnements pompe et signal en espace libre amène des pertes supplémentaires et nécessite, pour le signal, un ajustement angulaire précis compte tenu de la très faible ouverture numérique du cœur de la fibre « rod-type ». Les contraintes sur le positionnement du faisceau incident sont cependant moindres.

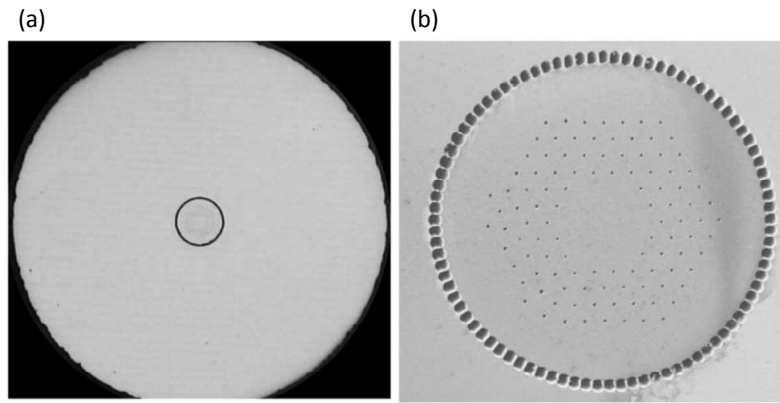


FIGURE I-2 : (a) Image de la section d'une fibre « rod-type » et (b) agrandissement de sa zone microstructurée (gaine interne et cœur) [15].

Certaines fibres microstructurées sont dites à bandes interdites photoniques. Contrairement aux fibres microstructurées précédentes, le guidage du signal dans le cœur est assuré par un effet de résonance transverse et non par un effet de saut d'indice. Les fibres de Bragg exploitent ce type de guidage. Une modulation de l'indice de réfraction de la couronne de silice entourant la zone centrale de la fibre permet l'obtention d'un miroir de Bragg cylindrique (figure I-3). L'indice du cœur de la fibre peut dans ces conditions présenter un indice de réfraction inférieur à celui de la gaine. Des fibres de Bragg amplificatrices ayant 40  $\mu\text{m}$  de cœur ont été expérimentées en régime femtoseconde. L'obtention d'impulsions de durée 500 fs, pour une puissance moyenne proche de 50 W a ainsi été démontrée à l'aide de ces fibres, tout en assurant une propagation unimodale [16].

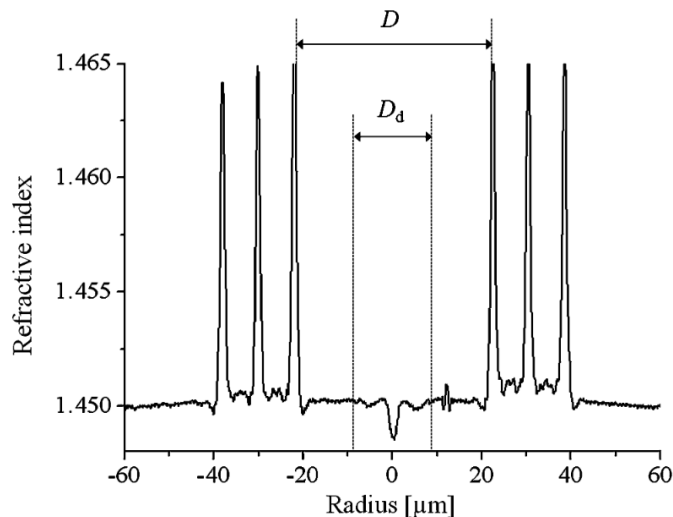


FIGURE I-3 : Profil d'indice d'une fibre de Bragg à cœur plein. Le diamètre  $D$  correspond au diamètre du cœur de la fibre,  $D_d$  est le diamètre de la zone dopée ytterbium [16].

Les fibres multicœurs ont également un rôle important à jouer dans la montée en puissance des systèmes amplificateurs à fibre. Leur utilisation permet de répartir l'amplification sur plusieurs guides dans une même fibre. L'intensité ainsi distribuée sur une section totale importante permet de relâcher certaines contraintes sur la différence d'indice



cœur/gaine par rapport aux fibres de grande aire modale décrites précédemment. Les cœurs peuvent être couplés entre eux, guidant des « supermodes ». La fibre utilisée dans [17] mettait ainsi en jeu sept cœurs couplés permettant d'atteindre une taille de mode équivalente de 80  $\mu\text{m}$ . Une autre configuration envisageable met en jeu des cœurs découplés et formant chacun un amplificateur indépendant [18]–[20]. Cette dernière option sera développée dans la suite de ce mémoire.

## I.1.2 Problématiques liées à la propagation d'impulsions femtosecondes dans une fibre optique

Dans cette section, les différents phénomènes physiques à prendre en compte pour la propagation et l'amplification d'impulsions femtosecondes sont présentés. Après un rappel sur la description mathématique du champ électrique optique, l'impact des ordres supérieurs de la phase sur l'impulsion est examiné. De la même manière, l'effet Kerr et ses conséquences sont présentés. Le phénomène de rotation non linéaire de la polarisation dans ce type de processus est également abordé. Pour finir, le rétrécissement spectral par le gain et ses conséquences sont décrits.

### I.1.2.1 Description du champ électrique optique

Le champ électrique d'une impulsion lumineuse (signal), polarisée rectilignement dans un plan transverse  $xoy$  d'un repère orthonormé, ayant pour pulsation centrale  $\omega_0$ , se propageant suivant l'axe des  $z$  croissants, peut s'écrire en notation complexe sous la forme :

$$E(x, y, z, t) = E_c \psi(x, y) s(z, t) = E_c \psi(x, y) a(z, t) e^{j(\omega_0 t - \beta_0 z + \varphi_0)} \quad (\text{I.2})$$

$E_c$  correspond à l'amplitude crête du champ signal,  $\psi(x, y)$  et  $s(z, t)$  représentent respectivement les distributions spatiale et temporelle du champ dans le plan perpendiculaire à l'axe de propagation. Elles sont ici toutes deux normalisées à 1. Dans le cadre de notre étude, comme l'onde lumineuse se propage dans une fibre optique unimodale, nous considérons le profil spatial du faisceau proche du profil gaussien [21].  $a(z, t)$  est l'enveloppe lentement variable de l'impulsion.  $\beta_0$  correspond à la constante de propagation à la pulsation  $\omega_0$ . Elle est définie par :  $\beta_0 = \frac{\omega_0 \cdot n(\omega_0)}{c}$ , avec  $n(\omega_0)$  l'indice effectif, et  $c$  la célérité de la lumière dans le vide.  $\varphi_0$  traduit la phase à l'origine du champ.

En posant  $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ ,  $\nu_0$  étant la fréquence centrale du champ, et en écrivant le champ en notation complexe avec la phase à l'origine prise égale à zéro, l'évolution de  $a(z, t)$  est de la forme :

$$a(z, t) = s(z, t) e^{j(\beta_0 z - 2\pi\nu_0 t)} \quad (\text{I.3})$$

Le spectre de l'impulsion correspondant est défini par la transformée de Fourier de  $a(z, t)$ , soit :

$$\tilde{a}(z, \nu) = TF[a(z, t)] = \tilde{s}(z, \nu) e^{j\beta_0 z} * \delta(\nu + \nu_0) = e^{j\beta_0 z} \tilde{s}(z, \nu + \nu_0) \quad (I.4)$$

avec  $\tilde{s}(z, \nu)$  la transformée de Fourier de  $s(z, t)$ . À partir de cette dernière équation, on peut voir qu'en  $z = 0$  le spectre de l'enveloppe de modulation a le même spectre que le champ signal, à l'exception d'un décalage en fréquence. En prenant en compte cette équivalence, il est donc possible d'écrire :

$$\tilde{s}(z, \nu + \nu_0) = \tilde{a}(0, \nu) e^{-j\Delta\beta z} \quad (I.5)$$

avec  $\Delta\beta = \beta(\omega) - \beta_0$ , la différence de la constante de propagation entre une fréquence  $\nu$  et la fréquence centrale de l'impulsion  $\nu_0$ . Dans le prochain paragraphe sont développées les conséquences que peut avoir  $\Delta\beta$  sur l'allure temporelle et spectrale de l'impulsion.

### I.1.2.2 Impact de la phase spectrale

Dans les fibres optiques, les variations de l'indice effectif du guide et de l'indice du matériau en fonction de la longueur d'onde engendrent de la dispersion chromatique. Si la constante de propagation  $\beta(\omega)$  varie faiblement avec la pulsation, on peut effectuer un développement limité de cette dernière en série de Taylor autour d'une pulsation centrale  $\omega_0$  et écrire :

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

avec :  $\beta_0 = \beta(\omega_0)$  et  $\beta_n = \left. \frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right|_{\omega=\omega_0}$ .

$\beta_1$  est l'inverse de la vitesse de groupe  $v_g$ , vitesse à laquelle se déplace l'enveloppe de l'impulsion. Cette contribution traduit le décalage temporel de l'ensemble des composantes spectrales sans modification du profil de l'impulsion. Pour l'étude des autres termes du développement, nous nous plaçons dans un repère temporel mobile centré sur l'impulsion. Ce changement de variable permet de prendre uniquement en compte les termes d'ordres supérieurs.

$\beta_2$  est la dispersion chromatique de vitesse de groupe (GVD : Group Velocity Dispersion). Il ajoute un terme de phase spectrale quadratique qui induit un retard de groupe dépendant linéairement de la fréquence, parfois appelé chirp spectral. Il correspond à la dérivée de la phase spectrale  $\varphi(\omega)$  à l'ordre 2 par rapport à la pulsation  $\omega$ . La GVD s'exprime en  $\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$ . Elle est la principale contribution à l'allongement temporel de l'impulsion dans les fibres optiques unimodales. Le module du spectre reste quant à lui inchangé. La GVD peut également s'écrire en fonction du coefficient de dispersion  $D$  tel que :

$$\beta_2 = \frac{d(v_g^{-1})}{d\omega} = \left. \frac{d(v_g^{-1})}{d\lambda} \frac{d\lambda}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \quad (I.7)$$

avec :  $\frac{d(v_g^{-1})}{d\lambda} = D$  (ps. nm<sup>-1</sup>. km<sup>-1</sup>).

Les fibres optiques peuvent produire une dispersion chromatique normale ( $\beta_2 > 0$  ou  $D < 0$ ) ou anormale ( $\beta_2 < 0$  ou  $D > 0$ ) suivant la longueur d'onde d'utilisation, la nature du milieu de propagation, les dopages éventuels, la géométrie du guide et le mode considéré dans le cas d'une fibre multimodale. Dans la silice pure fondue, le zéro de dispersion se situe à une longueur d'onde de 1,3  $\mu$ m. Dans le cadre de ces travaux de thèse, le régime de dispersion normal est le seul exploité. Dans ces conditions, les longueurs d'onde élevées vont plus vite que les basses longueurs d'onde. En fonction de la durée initiale de l'impulsion (en limite de Fourier) et de  $\beta_2$ , il est possible de déterminer la longueur de dispersion  $L_D$ , pour laquelle la largeur temporelle d'une impulsion gaussienne est augmentée d'un facteur  $\sqrt{2}$  :

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (I.8)$$

avec  $T_0$  la demi-largeur temporelle en champ d'une impulsion gaussienne, mesurée à 1/e en champ. La largeur totale à mi-hauteur en intensité de l'impulsion (FWHMI : Full Width at Half Maximum in Intensity),  $\Delta T_{FWHMI}$ , qui est la valeur la plus accessible expérimentalement, est reliée à la valeur de  $T_0$  par :

$$\Delta T_{FWHMI} = \sqrt{2 \ln(2)} T_0 \quad (I.9)$$

Si la distance parcourue par l'impulsion,  $L$ , est très inférieure à  $L_D$ , l'impact de la dispersion de vitesse de groupe peut alors être négligé. Le coefficient de dispersion  $D$ , pour des fibres standards unimodales à 1030 nm, présente une valeur d'environ -38 ps.nm<sup>-1</sup>km<sup>-1</sup>. À titre d'exemple, une impulsion gaussienne d'une durée de 250 fs ( $\Delta T_{FWHMI}$ ), avec un spectre d'environ 6 nm à mi-hauteur, a une longueur de dispersion  $L_D$  d'environ 2 mètres. Cette valeur étant de l'ordre de grandeur de la longueur des amplificateurs fibrés couramment utilisés, l'impact de la dispersion chromatique n'est pas négligeable.

L'impact du terme d'ordre 3 de la constante de propagation ne devient prépondérant qu'autour du zéro de dispersion ( $\beta_2 \approx 0$ ), ou pour des impulsions de durée inférieure à 1 ps [21]. Pour les impulsions femtosecondes, le terme d'ordre 3 doit être pris en compte même si la valeur de  $\beta_2$  est différente de zéro. La valeur du rapport  $\frac{\Delta\omega}{\omega_0}$  n'est alors plus suffisamment faible pour que le développement jusqu'à l'ordre 2 de la constante de propagation reste correcte. Ce terme de phase a pour effet d'induire une dissymétrie dans le profil temporel de l'impulsion, limitant sa compressibilité. Afin d'évaluer l'impact du troisième ordre de dispersion pour une longueur de fibre donnée, on peut utiliser une longueur de dispersion associée,  $L_{TOD}$ , définie par :

$$L_{TOD} = \frac{T_0^3}{|\beta_3|} \quad (I.10)$$

Comme pour  $L_D$ , cette valeur permet de déterminer à partir de quelle longueur de fibre le troisième ordre de dispersion n'est plus négligeable. Si on reprend la même impulsion que dans l'exemple précédent, pour  $|\beta_3| \approx 0,1 \text{ ps}^3 \cdot \text{km}^{-1}$ , on obtient une valeur d'environ 10 mètres pour  $L_{\text{TO3}}$ . La contribution du troisième ordre de dispersion reste modérée dans ces conditions. Cependant, les étireurs et compresseurs basés sur des réseaux de diffraction sont une autre source de dispersion à l'ordre 3. Dans la suite de ce chapitre, au travers de l'étude bibliographique, nous verrons que la contribution de la dispersion à l'ordre 3 peut devenir importante lorsque l'on cherche à obtenir des impulsions inférieures à  $\sim 100 \text{ fs}$ . Des solutions basées sur l'utilisation de lignes dispersives à base de grisms (réseaux de diffraction combinés à des prismes) [22] ou à base de montage 4-f (afocal de grandissement unité) avec un modulateur de phase spatiale de type SLM (SLM : Spatial Light Modulateur) [3] peuvent notamment être employées afin de la compenser.

Les termes de phase d'ordres supérieurs à 3 apparaissent difficiles à corriger. Leur impact sur le profil de l'impulsion amplifiée est alors irréversible. L'amplitude de ces ordres étant limité dans le cadre des expériences présentées dans ce manuscrit, la théorie relative à ceux-ci n'est pas développée.

### I.1.2.3 Effet Kerr

Lorsqu'une onde lumineuse se propage dans un milieu diélectrique, son champ électrique  $E$  induit une polarisation de la matière lors de son passage. Celle-ci reste proportionnelle au champ lumineux pour de faibles amplitudes. Des intensités crêtes pouvant atteindre  $\sim 10^{14} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2}$  sont créées lors de l'amplification d'impulsions femtosecondes. Dans ces conditions, la polarisation du matériau n'est plus linéaire et fait alors intervenir des harmoniques du champ électrique incident. La silice étant un matériau centro-symétrique, seuls des effets non-linéaires mettant en jeu des harmoniques impairs apparaissent [21]. Dans les fibres optiques, les effets non-linéaires d'ordre 3, menant à une dépendance de l'indice de réfraction suivant l'intensité lumineuse instantanée,  $I(x,y,z,t)$ , sont les plus observés. Ce phénomène est appelé effet Kerr. On montre alors que l'indice de réfraction,  $n(\omega,x,y,t)$ , est de la forme :

$$n(\omega, x, y, z, t) = n_0(\omega) + n_2 I(x, y, z, t) \quad (\text{I.11})$$

avec  $I(x, y, z, t) = \frac{1}{2} n_0 \epsilon_0 c |E(x, y, z, t)|^2$ ,  $n_0(\omega)$  l'indice de réfraction linéaire,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide, et  $n_2$  l'indice de réfraction non-linéaire. Ce dernier, exprimé en  $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ , prend une valeur comprise entre  $2,2 \cdot 10^{-20}$  et  $3,4 \cdot 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$  dans les fibres en silice [23], suivant les types de co-dopants.

Cette variation de l'indice de réfraction avec l'intensité a des conséquences à la fois sur les propriétés spatiales et temporelles de l'impulsion.

### I.1.2.3.1 Conséquences temporelles : Automodulation de phase

Afin de prendre en compte l'évolution transverse du champ, on utilise la notion d'aire effective ( $A_{eff}$ ) du mode au sein de la fibre optique telle que :

$$A_{eff} = \frac{(\iint |\psi(x, y)|^2 dx dy)^2}{\iint |\psi(x, y)|^4 dx dy} \quad (I.12)$$

Pour un faisceau de type gaussien, l'aire effective peut être ramenée à  $A_{eff} = \pi w^2$ ,  $w$  représentant la demi-largeur à  $1/e^2$  en intensité du mode. On approxime alors le faisceau réel par un faisceau avec un profil spatial uniforme qui possède une aire  $A_{eff}$ , et une intensité uniforme égale à l'intensité crête de l'impulsion,  $I_c$ . Au lieu d'utiliser la notion d'intensité crête, on peut parler de puissance crête,  $P_c$  :

$$P_c = I_c A_{eff} \quad (I.13)$$

L'indice de réfraction  $n(\omega, z, t)$  peut alors être mis sous la forme :

$$n(\omega, z, t) = n_0(\omega) + \frac{n_2 P_c}{A_{eff}} |s(z, t)|^2 \quad (I.14)$$

L'évolution de la phase de l'impulsion  $d\varphi(z, t) = \varphi(z+dz, t) - \varphi(z, t)$  par pas de propagation  $dz$  est alors (cas où  $\varphi_0=0$ ) :

$$d\varphi(z, t) = -\beta_0 dz = -\frac{2 \cdot \pi}{\lambda_0} dz \left( n_0(\omega) + \frac{n_2 \cdot P_c}{A_{eff}} |s(z, t)|^2 \right) \quad (I.15)$$

Le champ électrique acquiert alors un terme de phase non-linéaire,  $d\varphi_{NL}(z, t)$  :

$$d\varphi_{NL}(z, t) = \gamma dz P_c |s(z, t)|^2 \quad (I.16)$$

avec le coefficient non-linéaire  $\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}}$  ( $W^{-1} \cdot m^{-1}$ ),  $\lambda_0$  représentant la longueur d'onde de la porteuse dans le vide. Ce phénomène est communément appelé automodulation de phase (SPM : Self Phase Modulation). Si on calcule la fréquence instantanée de l'impulsion,  $\nu(t)$ , à partir de sa phase temporelle, pour une longueur de propagation  $L$  donnée, on obtient :

$$\nu(t) = \frac{1}{2 \cdot \pi} \frac{d(\varphi(z, t))}{dt} = \nu_0 + \frac{\delta\omega(z, t)}{2 \cdot \pi} \quad (I.17)$$

avec  $\delta\omega(z, t) = -\gamma P_c \frac{d}{dt} (\int_0^L |s(z, t)|^2 dz)$ .

La SPM induit donc une variation de la fréquence instantanée (chirp temporel),  $\frac{\delta\omega(z, t)}{2\pi}$ , centrée en  $\nu_0$ . La figure I-4 montre l'allure temporelle de la phase non linéaire (a) et du chirp (b) pour une impulsion gaussienne (pointillés noirs). On peut voir qu'au sommet de l'impulsion le chirp est linéaire, correspondant à une phase temporelle parabolique. Pour le

reste de l'impulsion, le chirp n'étant plus linéaire, le profil de phase temporel possède des termes d'ordres supérieurs. La SPM seule ne modifie pas le profil temporel de l'impulsion mais élargit le spectre de façon significative et engendre, sans dispersion, des modulations spectrales. Celles-ci résultent d'interférences spectrales entre des composantes identiques retardées les unes par rapport aux autres comme celles présentées sur la figure I-5.

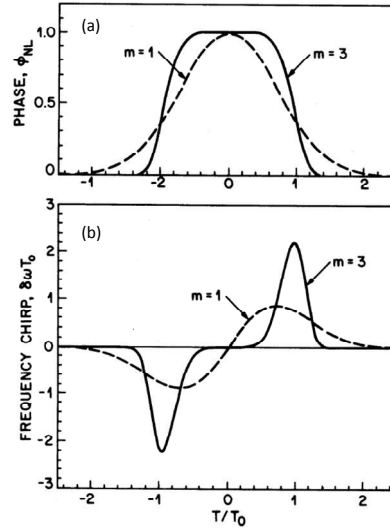


FIGURE I-4 : (a) Variation de la phase temporelle non-linéaire  $\varphi_{NL}$  et (b) du chirp  $\delta\omega$  en fonction du temps. Le cas  $m = 1$  correspond à une impulsion ayant un profil gaussien et  $m = 3$  à une impulsion « super-gaussienne ». L'origine des temps est prise par rapport au centre de l'impulsion [21].

Afin de quantifier la phase non-linéaire accumulée lors de la propagation sur une distance  $L$ , on définit la notion d'intégrale  $B$  qui correspond à la phase non linéaire acquise au centre de l'impulsion ( $t = 0$ ), où la puissance crête est maximale :

$$B = \int_0^L d\varphi_{NL}(z, 0) = \gamma P_c \int_0^L |s(z, 0)|^2 dz \quad (I.18)$$

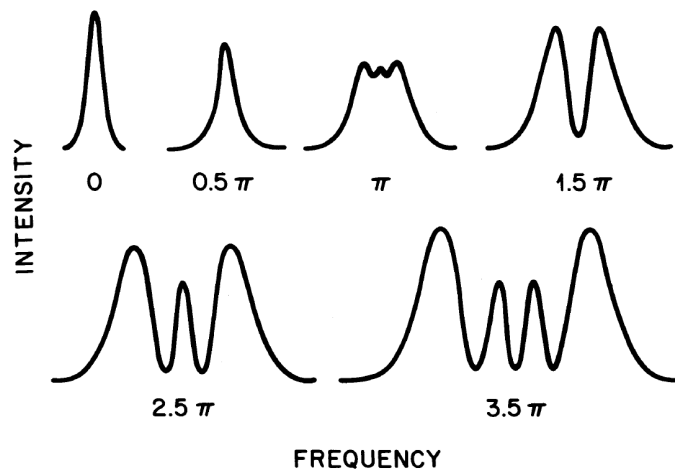


FIGURE I-5 : Evolution du spectre d'une impulsion gaussienne en limite de Fourier en fonction de la valeur d'intégrale  $B$  exprimée en radian [21].

Nous verrons dans la suite de ce mémoire que l'amplification d'impulsions femtosecondes peut s'effectuer en régime linéaire, à faible valeur d'intégrale B, ou en régime non-linéaire (intégrale B supérieure à 1 radian). Dans ce dernier cas, le spectre élargi grâce à la SPM permet, sous certaines conditions, une réduction de la durée de l'impulsion. Néanmoins, le gain obtenu en largeur de bande spectrale grâce à la SPM rend l'impulsion plus sensible au troisième ordre de dispersion, facteur limitant la compressibilité des impulsions.

Comme pour la dispersion de vitesse de groupe, on fixe une longueur de propagation non linéaire,  $L_{NL}$ , pour laquelle la phase non-linéaire accumulée au centre de l'impulsion vaut 1 rad et en dessous de laquelle les effets d'automodulation de phase sont considérés comme négligeables :

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_C} \quad (I.19)$$

On retrouve dans cette relation les caractéristiques critiques de l'impulsion optique propagée dans une fibre optique vis-à-vis des non-linéarités de Kerr : la puissance crête du rayonnement, et par conséquent la durée de l'impulsion, ainsi que la section du mode dans la fibre. En fixant des valeurs accessibles dans le domaine femtoseconde pour ces différents paramètres, tels qu'une fibre unimodale à la longueur d'onde de 1  $\mu\text{m}$  avec un diamètre de mode de 6  $\mu\text{m}$ , un indice non-linéaire  $n_2 \approx 3.10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ , et une impulsion gaussienne de 250 fs ( $\Delta T_{FWHM}$ ) avec une puissance crête de l'ordre du MW, on obtient rapidement une valeur de  $L_{NL}$  très inférieure ( $\ll 1 \text{ cm}$ ) aux longueurs de fibres mises en jeu dans les amplificateurs fibrés. Les conséquences de l'automodulation de phase sont donc non négligeables. Afin de limiter les effets Kerr lors de l'amplification de puissance dans une fibre optique, deux stratégies sont généralement utilisées de façon conjointe : augmenter la taille du mode guidé et étirer temporellement l'impulsion avant injection dans la fibre amplificatrice pour diminuer sa puissance crête.

### I.1.2.3.2 Conséquences spatiales : Lentille de Kerr

D'un point de vue spatial, le profil d'intensité du mode fondamental, qui n'est pas uniforme, conduit à une non-homogénéité de l'indice non-linéaire sur la section du guide. Ainsi, les bords du faisceau perçoivent un indice de réfraction plus faible que le centre de l'impulsion, beaucoup plus intense. Les ailes du faisceau guidé vont alors se propager plus rapidement que son centre. Ce phénomène va focaliser le faisceau : on parle de lentille de Kerr. Cette dernière peut alors venir concurrencer la divergence naturelle du faisceau, jusqu'à provoquer son effondrement sur lui-même, c'est l'autofocalisation.

Le seuil à partir duquel apparait cet effet de lentille n'est dépendant que de la puissance crête de l'impulsion. Au-delà d'une valeur critique  $P_{crit}$ , la divergence naturelle du faisceau est compensée par l'effet Kerr. Les dimensions du faisceau n'ont alors aucun impact. La valeur limite pour un faisceau gaussien se propageant dans de la silice vaut environ 4 MW. L'effondrement de l'impulsion sur elle-même peut engendrer des niveaux d'intensité pouvant mener à l'endommagement du milieu de propagation. Les limites du matériau sont alors

atteintes. Pour une description plus détaillée du phénomène d'autofocalisation, il est possible de consulter par exemple la référence [24].

Ce phénomène peut être maîtrisé et mis en œuvre pour réaliser la mise en phase des modes longitudinaux dans une cavité laser, comme dans la majorité des lasers femtoseconde à milieu amplificateur cristallin. Toutefois, ce phénomène reste dommageable pour la réalisation d'un amplificateur. Il est donc important de veiller à ce que la puissance crête de l'impulsion au sein de la fibre optique reste inférieure à la limite critique. Une solution proposée, afin d'augmenter sensiblement le seuil de l'effet Kerr, est l'utilisation d'un faisceau de polarisation circulaire plutôt que linéaire. Dans ces conditions, un rapport 2/3 entre les valeurs d'intégrale  $B$  atteintes dans les deux configurations est démontré. La puissance seuil d'apparition de l'autofocalisation ( $P_{\text{crit}}$ ) est alors repoussée à 6 MW [25].

### I.1.2.4 La biréfringence

L'emploi d'une polarisation circulaire plutôt que linéaire lors de la phase d'amplification constitue effectivement une solution envisageable pour réduire la sensibilité à la SPM. Néanmoins, ce choix signifie une exploitation des deux axes neutres de l'amplificateur fibré. Ce choix peut alors avoir des répercussions quant à la conservation des paramètres du champ incident si la biréfringence de la fibre n'est pas adaptée.

#### I.1.2.4.1 Biréfringence linéaire

Les fibres optiques monomodes sont des guides uniformes suivant la direction de propagation. Elles présentent deux axes propres orthogonaux, chacun caractérisé par un indice effectif propre ( $n_x$  et  $n_y$ ). Du fait que ces composants optiques ne présentent pas une symétrie de révolution parfaite, ils sont sujet à une biréfringence linéaire ( $n_x \neq n_y$ ) à laquelle s'ajoute bien souvent une biréfringence de contrainte élasto-optique. La biréfringence de phase  $B_\varphi$  est alors de la forme :

$$B_\varphi = |n_x - n_y| \quad (\text{I.20})$$

À partir de cette dernière, il est possible de déterminer la longueur de battement,  $L_B$ , au bout de laquelle le déphasage entre les deux axes propres de la fibre atteint  $2\pi$  :

$$L_B = \frac{\lambda_0}{B_\varphi} \quad (\text{I.21})$$

Si on considère en entrée de fibre un faisceau avec une polarisation rectiligne présentant un angle non nul avec un des axes neutres, la polarisation du faisceau varie de manière périodique (transition d'une polarisation linéaire à elliptique), avec une période égale à  $L_B$  lors de la propagation. Pour des fibres à maintien de polarisation (PM : Polarization Maintening), la biréfringence de phase est de  $\sim 10^{-4}$ , on obtient donc  $L_B \sim 1$  cm pour une longueur d'onde de  $1 \mu\text{m}$ . A la même longueur d'onde, la longueur de battement pour une fibre non PM est de  $\sim 1$  m.



De cette biréfringence de phase découle une biréfringence de groupe, responsable d'une différence de temps de groupe entre les deux modes propres de la fibre. Afin de limiter cet effet, il est donc préférable d'injecter le faisceau incident suivant un seul des axes propres de la fibre. L'emploi d'une polarisation circulaire n'est alors envisageable que si le retard induit par la biréfringence de groupe reste faible devant la durée de l'impulsion pour la longueur de fibre mise en jeu.

### I.1.2.4.2 Biréfringence non-linéaire

Comme nous avons pu l'étudier dans la partie relative à l'effet Kerr, l'utilisation d'un champ lumineux intense peut engendrer une polarisation non-linéaire du matériau. L'indice de réfraction du milieu devient alors dépendant de l'intensité lumineuse. Lorsqu'un faisceau est injecté de façon à ce que son état de polarisation fasse un angle non nul avec un des axes neutres de la fibre, on peut le décomposer suivant les deux axes propres de celle-ci :

$$E(x, y, t) = \Re((E_x \cdot \vec{e}_x + E_y \cdot \vec{e}_y) e^{j\omega_0 t}) \quad (\text{I.22})$$

avec  $E_x$  et  $E_y$  les amplitudes complexes des projections du champ incident sur chacun des axes neutres de la fibre. Chacune des composantes du champ va alors induire une polarisation non linéaire du matériau. La polarisation non linéaire d'ordre 3, induite par le champ optique, présente alors deux composantes :

$$P_x = \frac{3 \cdot \epsilon_0}{4} \chi^3 \left[ \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) E_x + \frac{1}{3} (E_x^* E_y) E_y \right] \quad (\text{I.23})$$

$$P_y = \frac{3 \cdot \epsilon_0}{4} \chi^3 \left[ \left( |E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) E_y + \frac{1}{3} (E_y^* E_x) E_x \right] \quad (\text{I.24})$$

avec  $\chi^3$  la susceptibilité d'ordre 3 du matériau. En considérant par exemple la composante en x de la polarisation (le raisonnement est en tout point similaire pour y), le terme proportionnel à  $|E_x|^2$  correspond à l'automodulation de phase. Le terme proportionnel à  $|E_y|^2$  est quant à lui responsable de l'effet de modulation de phase croisée (XPM : Cross Phase Modulation). L'indice de réfraction suivant chacun des axes neutres prend alors la forme suivante :

$$n_x = n_{0x} + n_2 \left( |E_x|^2 + \frac{2}{3} |E_y|^2 \right) \quad (\text{I.25})$$

$$n_y = n_{0y} + n_2 \left( |E_y|^2 + \frac{2}{3} |E_x|^2 \right) \quad (\text{I.26})$$

Les deux composantes du champ ne présentant pas a priori la même amplitude, la partie non linéaire de l'indice de réfraction ne sera donc pas la même en x et en y. Le dernier terme de l'équation I.23 transcrit le couplage cohérent entre les deux composantes du champ électrique qui est à l'origine du phénomène de mélange à quatre ondes (FWM : Four Wave Mixing).

Les composantes du champ électrique,  $E_x$  et  $E_y$ , peuvent être exprimées comme suit :

$$E_j(x, y, t) = \Re(E_c \psi(x, y) a_j(z, t) e^{j(2\pi\nu_0 t - \beta_0 j z)}) \text{ avec } j = x \text{ ou } y \quad (\text{I.27})$$

On considère ici que la distribution spatiale  $\psi(x, y)$  des champs est de type gaussien. Suivant l'axe neutre concerné, l'indice de réfraction correspondant influe sur la constante de propagation  $\beta_{0j}$ . Les deux enveloppes de modulation ont alors des équations de propagation couplées de la forme (cas sans pertes) :

$$\frac{da_x}{dz} + \beta_{1x} \frac{da_x}{dt} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{d^2 a_x}{dt^2} = j\gamma \left( |a_x|^2 + \frac{2}{3} |a_y|^2 \right) a_x + j \frac{\gamma}{3} a_x^* a_y^2 e^{2j\delta\beta z} \quad (\text{I.28})$$

$$\frac{da_y}{dz} + \beta_{1y} \frac{da_y}{dt} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{d^2 a_y}{dt^2} = j\gamma \left( |a_y|^2 + \frac{2}{3} |a_x|^2 \right) a_y + j \frac{\gamma}{3} a_y^* a_x^2 e^{-2j\delta\beta z} \quad (\text{I.29})$$

avec  $\delta\beta = \beta_{0x} - \beta_{0y} = (2\pi/\lambda) \cdot B_\varphi = 2\pi/L_B$ , due à la biréfringence linéaire. Cette même biréfringence étant à l'origine de la biréfringence de groupe, la valeur de  $\beta_1$  dépend de l'axe considéré. Le terme en  $\beta_2$  et  $\gamma$  représentent respectivement la GVD et le coefficient non linéaire, supposés identiques suivant les deux axes propres. On retrouve les termes relatifs à la SPM et XPM. On voit également que le FWM dépend entre autre de l'accord de phase réalisé entre les deux composantes. Dans les fibres fortement biréfringentes, pour lesquelles la longueur du milieu est très supérieure à la longueur de battement, il a été prouvé que la contribution du FWM peut être négligée [21]. Ces différents effets non-linéaires influent sur les 2 composantes du champ. Ils permettent également un échange d'énergie au travers du mélange à quatre ondes. Ce dernier peut produire un changement marqué de l'état de polarisation. L'effet le plus souvent observé cependant est lié aux seuls déphasages non linéaires ; c'est une modification de l'orientation de la polarisation du champ, on parle de rotation non linéaire de polarisation. Dans l'objectif de limiter les effets de couplage entre les axes neutres de la fibre optique, il est préférable d'utiliser une fibre à maintien de polarisation (fortement biréfringente) pour limiter le FWM, et de n'exciter qu'un seul des axes propres de la fibre avec le faisceau incident. Le seul terme restant alors à traiter correspond à l'effet Kerr. Pour obtenir plus de détails sur l'évolution de la polarisation au sein de la fibre optique, il est possible de consulter la référence [21].

### I.1.2.5 Le rétrécissement spectral par le gain

De par leurs propriétés spectroscopiques, les ions ytterbium sont majoritairement utilisés comme dopants dans les fibres optiques dédiées à l'amplification d'impulsions femtosecondes. Leur faible défaut quantique ainsi que la bande de gain accessible sont des atouts pour ce régime de fonctionnement. Cependant, l'inhomogénéité du gain sur la plage spectrale concernée peut être dommageable dans le cadre de l'amplification de puissance. Afin d'évaluer l'impact du gain sur la durée des impulsions, des calculs et des illustrations du manuscrit de thèse de C. Hazera sont ici utilisés [26].

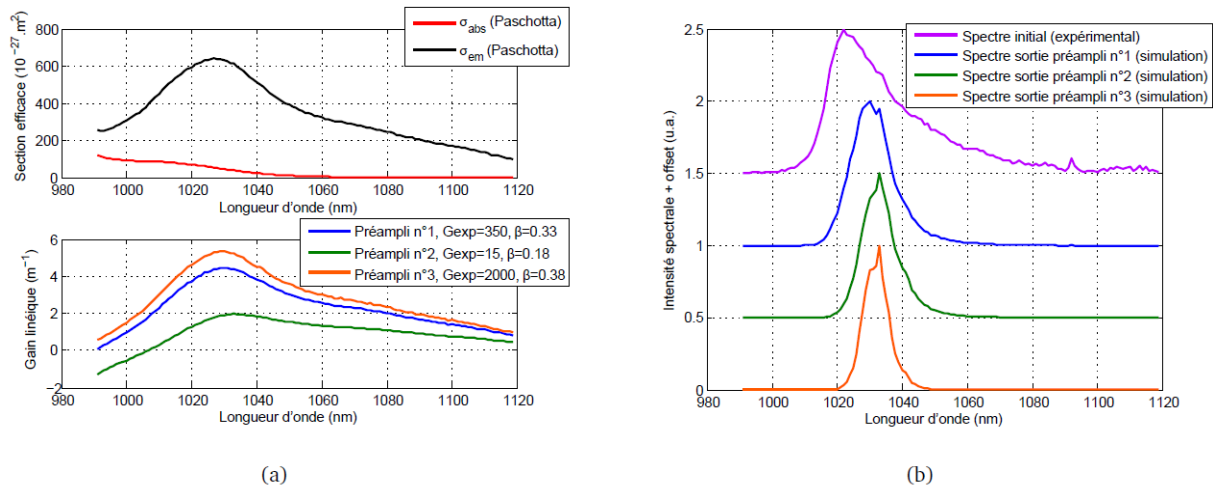


FIGURE I-6 : Simulation du rétrécissement spectral par le gain dans trois préamplificateurs placés en série. (a) En haut, sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ion ytterbium dans la silice. (a) En bas, gains linéiques calculés en fonction de la longueur d'onde. Le taux d'inversion de population ( $\beta$ ) est indiqué en insert pour les trois préamplificateurs, de même que le gain total (Gexp). (b) Spectre initial mesuré, et spectres simulés en sortie de chaque préamplificateur [26].

Bien que la bande de gain accessible soit large de plusieurs dizaines de nanomètres, les impulsions femtosecondes émises en sortie de dispositif à fort gain présentent toujours un spectre réduit. Une irrémédiable augmentation de la durée en limite de Fourier des impulsions amplifiées apparaît quand le gain en puissance devient important ( $\sim 30$  dB). La partie supérieure de la figure I-6 (a) représente les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'ion ytterbium dans une matrice silice sur la bande spectrale d'intérêt autour de 1030 nm. On peut constater que celles-ci ne sont pas uniformes dans cette zone. Or, c'est en partie de ces grandeurs que dépend le gain de l'amplificateur. La partie inférieure de la figure I-6 (a) montre l'évolution du gain linéique pour trois préamplificateurs disposés en série en fonction de la longueur d'onde, du gain en énergie, et du taux d'inversion de population ( $\beta$ ). Le niveau de signal incident ainsi que le niveau de pompage sont les seuls paramètres qui diffèrent entre les trois amplificateurs. Il est possible de remarquer que les courbes pour lesquelles le gain linéique est le plus fort montrent une plus grande variation sur la bande spectrale considérée que celle à faible gain. L'amplification ne peut donc pas être uniforme sur toute la bande spectrale. Pour évaluer l'impact de ce phénomène, l'amplification d'un spectre source expérimental à travers ces trois étages a été simulée (figure I-6 (b)). Le signal initial présente une puissance moyenne de 2 mW pour un pic d'émission autour de 1021 nm et d'environ 22 nm de largeur à mi-hauteur (spectre violet). Un offset a été ajouté à chacune de ces traces afin d'en faciliter la lecture. Il est ainsi possible de constater que plus le gain de l'amplificateur est important, plus la déformation du spectre induite est conséquente. Le spectre en sortie présente alors une largeur à mi-hauteur inférieure à 10 nm. Ce phénomène est connu sous le nom de rétrécissement spectral par le gain.

### I.1.3 Les différents régimes d'amplification

À travers cette section, les deux stratégies généralement utilisées pour amplifier des impulsions brèves (sub-picosecondes) dans des fibres optiques sont décrites :

- L'amplification en régime dit linéaire qui consiste à gérer la puissance crête des impulsions à amplifier afin de limiter l'impact de l'effet Kerr durant la phase d'amplification.
- L'amplification en régime dit non-linéaire qui va quant à lui tirer profit du phénomène d'automodulation de phase.

Les performances et limites de ces deux types d'amplification sont présentées. Pour finir, il est mis en évidence des limitations à ces deux stratégies expliquant la nécessité de trouver des solutions alternatives, ou complémentaires, à celles-ci.

#### I.1.3.1 Régime linéaire : amplification à dérive de fréquence

##### I.1.3.1.1 Principe de fonctionnement

L'amplification à dérive de fréquence limite l'impact de l'effet Kerr en gérant la puissance crête de l'impulsion à amplifier. L'intégrale B reste en principe faible ( $\sim \pi$  rad), limitant l'élargissement spectral de l'impulsion. La stratégie adoptée consiste à étirer temporellement l'impulsion en amont de l'étage amplificateur, à l'amplifier puis à la compresser en sortie de la fibre amplificatrice. La puissance crête est donc minimisée dans toute la chaîne d'amplification. Cette approche, nommée amplification à dérive de fréquence, ou Chirped Pulse Amplification (CPA), a été pour la première fois proposée par D. Strickland et G. Mourou [27]. Lorsque ce procédé est appliqué à un milieu amplificateur fibré, on parle alors de Fiber Chirped Pulse Amplification (FCPA).

Pour réaliser les étapes d'étirage et de compression, des éléments dispersifs générant de la phase spectrale d'ordre 2 sont requis. Une simple fibre optique, un réseau de Bragg à pas variable (fibré ou volumique), des couples de réseaux de diffraction, ou des couples de prismes, sont le plus souvent utilisés. Le choix entre ces différents composants se fait suivant le facteur d'étirement recherché. Les fibres monomodes et les réseaux de Bragg sont choisis pour obtenir des impulsions de quelques centaines de picosecondes [2], [27], tandis que pour des impulsions étirées jusqu'à quelques nanosecondes, les lignes dispersives à réseaux de diffraction sont privilégiées [2], [28], [29]. Dans ces conditions, il est possible de réduire la puissance crête d'une impulsion d'un facteur identique au facteur d'étirement, soit jusqu'à environ  $10^4$  [28]. Si l'on s'intéresse aux performances du compresseur, ce dernier doit être capable de compenser la dérive de fréquence engendrée par l'étireur, mais également la dispersion provenant du système amplificateur, et une partie des effets de phase non linéaire.

### I.1.3.1.2 Etat de l'art sur l'amplification fibrée à dérive de fréquence (FCPA)

On peut distinguer deux cas de figure lorsqu'on analyse l'état de l'art sur les performances obtenues par amplification à dérive de fréquence dans une fibre optique : le dispositif d'amplification privilégie soit la forte puissance moyenne soit la forte énergie. Considérons un schéma d'amplification type tel que celui montré sur la figure I-7, extrait de la référence [30]. Le système généralement utilisé, en amont du dernier amplificateur de puissance, comporte un oscillateur femtoseconde haute cadence (MHz) de faible puissance moyenne (de quelques milliwatts [30] au Watt [28]) et le plus souvent un étage amplificateur intermédiaire (préamplificateur fibré) pour augmenter sensiblement cette puissance moyenne. Le fait de travailler à cadence élevée permet de saturer le gain de ces préamplificateurs. Ce dernier étant alloué à un nombre plus élevé d'impulsions, la puissance crête et l'énergie de chacune d'entre elles sont donc moindres. Il est ainsi possible de limiter les effets non-linéaires dans cet étage intermédiaire. Dans le but d'obtenir des impulsions très énergétiques, et donc à forte puissance crête après compression, il est nécessaire de diminuer la cadence des impulsions injectées dans le dernier étage amplificateur. Pour se faire, un composant permettant la sélection d'impulsion (pulse picker), par exemple un modulateur acousto-optique comme dans l'exemple de la figure I-7, est employé.

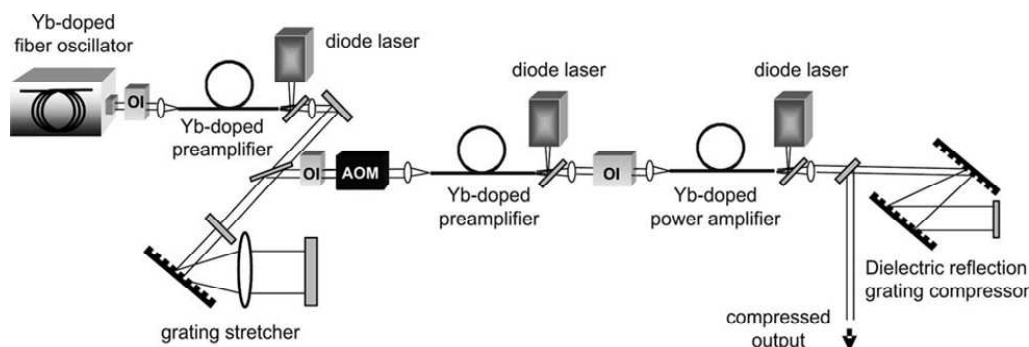


FIGURE I-7 : Schéma expérimental type d'un montage FCPA [30] (OI : Optical Isolator, AOM : Acousto-Optic Modulator).

Si l'on veut obtenir des impulsions fortement énergétiques, avec une puissance crête importante, la cadence de travail est faible et se situe dans la gamme kHz [2], [28], [31]. Le cœur de l'amplificateur de puissance devra donc être le plus large possible afin de limiter la SPM et ses conséquences. La contrepartie de ce choix est une limitation en puissance moyenne. Des travaux réalisés en 2007 [28] montraient l'obtention à une cadence de 50 kHz, avec un rod-type de 80  $\mu\text{m}$  de diamètre de cœur, d'impulsions de 800 fs, transportant une énergie de 1,45 mJ, pour une intégrale B de 7 rad. La puissance moyenne était alors de 70 W, tandis que la puissance crête était d'environ 1 GW après compression. La puissance crête étant bien inférieure à 4 MW dans la fibre en raison de la dérive de fréquence, il n'y avait pas de risques d'autofocalisation. Le record actuel en énergie, avec un amplificateur à dérive de fréquence, a été obtenu à une cadence de 5 kHz. Le système délivrait des impulsions de 480 fs

avec une énergie et une puissance crête valant respectivement 2,2 mJ et 3,8 GW. La puissance moyenne n'était alors que de 11 W, avec une intégrale B de 6 rad. Dans ce montage, l'amplificateur de puissance était une fibre LPF avec un cœur de 108  $\mu\text{m}$  de diamètre [2].

À l'inverse, pour la réalisation d'une source à forte puissance moyenne, le taux de répétition des impulsions est élevé, typiquement dans la gamme MHz. Toutefois, en raison d'instabilités modales à forte puissance moyenne, il est nécessaire de choisir un diamètre de cœur moindre pour l'amplificateur de puissance [3]. Une étude démontre que le seuil d'apparition de ce phénomène d'instabilité diminue lorsque le diamètre de mode augmente. Des effets thermiques semblent en être principalement la cause. Les auteurs de l'étude soupçonnent également des interférences entre le mode fondamental et un mode d'ordre supérieur d'être la source de cette instabilité [5]. Cette réduction du diamètre de mode va, contrairement à l'augmentation de cadence, favoriser la SPM. L'énergie par impulsion, ainsi que la puissance crête, sont alors limitées. Les diamètres de cœur mentionnés dans la littérature restent autour de 35  $\mu\text{m}$  [3], [30], [32]. L'état de l'art présente, avec l'utilisation d'une fibre à grande aire modale avec une taille de cœur de 27  $\mu\text{m}$ , une puissance moyenne de 830 W pour des impulsions de 640 fs émises à une cadence de 78 MHz. La puissance crête et l'énergie par impulsion chutaient respectivement à 12 MW et 10,6  $\mu\text{J}$  [3]. L'intégrale B atteignaient dans ce cas 11 rad.

Il a été précisé précédemment que, dans le cas du CPA, le régime d'amplification était linéaire. Or expérimentalement, les systèmes d'amplification permettant d'atteindre de fortes puissances moyennes, ou des énergies élevées, présentent des intégrales B non négligeables, supérieures à  $\pi$  rad [2], [3], [28], [30]. Cette contrainte va avoir des répercussions directes sur la phase et sur le niveau de puissance crête des impulsions extraites.

En ce qui concerne la phase, une étude menée en 2009 a démontré que, pour des impulsions étirées temporellement, la phase spectrale induite par la SPM est déterminée par la forme du spectre de celles-ci ainsi que par l'amplitude de l'intégrale B [33]. Cette étude ayant été menée en régime passif, le profil de la phase spectrale engendrée restait symétrique, tout comme le spectre expérimental. La phase spectrale non-linéaire induite par la SPM était alors majoritairement d'ordre 2. La phase restait alors relativement simple à compenser. Néanmoins, dans le cadre de l'amplification de puissance, la non-uniformité du gain sur la largeur de bande considérée engendre une asymétrie du profil spectral, et de sa phase, difficile à compenser dans la dernière étape de compression des impulsions. La dispersion d'ordre 3 peut elle aussi être non négligeable pour des longueurs de fibre trop importantes. Comme nous avons pu le voir précédemment (partie I.1.2.2), une longueur de fibre de 10 mètres, pour une impulsion de 250 fs, induit un terme de phase impair de flèche égale à 0,2 rad. Les étireurs et les compresseurs nourrissent également les termes d'ordres supérieurs de la phase spectrale. S. Kane et J. Squier [34], ont montré qu'il n'est pas aisé de gérer indépendamment les termes de dispersion d'ordre 2 et d'ordre 3 avec un étireur et un compresseur à base de réseaux de diffraction car les réglages touchent à la fois aux dispersions d'ordre 2 et 3. Une difficulté supplémentaire vient du fait que ces termes de dispersion sont de signes opposés dans ces systèmes, tandis qu'ils sont de même signe pour les fibres optiques à 1  $\mu\text{m}$ .

Cependant, plusieurs possibilités ont été avancées afin de gérer ces différents ordres de dispersion. Parmi elles, l'insertion d'un modulateur spatial de lumière (SLM) dans un dispositif 4-f en amont de l'amplificateur de puissance autorise la pré-compensation des distorsions de phase [2]. Le DAZZLER est également un dispositif permettant de profiler la phase spectrale de l'impulsion. La phase que l'on désire appliquée est « portée » par une onde acoustique et va être transférée à l'onde optique par couplage avec cette dernière au sein d'un cristal biréfringent. L'avantage d'un tel dispositif est que la phase transmise est entièrement programmable, comme dans le cas d'un SLM. Malheureusement ce genre de dispositif ne peut fonctionner qu'à des cadences d'une dizaine de kHz [35], [36]. La gestion de la SPM peut également permettre, en insérant une dissymétrie dans le spectre, de compenser la dispersion d'ordre 3 apportée par le système étireur/compresseur, ainsi que par la silice. Enfin, l'utilisation d'un étireur et d'un compresseur à base de grism (combinaison d'un réseau de diffraction avec un prisme) peut permettre la compensation indépendante des ordres 2 et 3 de la phase spectrale sans ajout d'aberrations spatiales et temporelles [34], [37], [38]. Dans cette configuration, seuls les termes d'ordres supérieurs à 3 contribuent à l'allongement de l'impulsion.

Une autre méthode consiste à minimiser les termes de phase spectrale d'ordres 3 et supérieurs en tronquant les bords du spectre au niveau de l'étireur [2], [3], [29], [39]. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe I.1.2.3.1, la phase produite au centre des impulsions par effet Kerr est majoritairement parabolique. Comme les impulsions à amplifier sont préalablement étirées, les composantes spectrales sont réparties le long de l'impulsion. La solution proposée consiste à optimiser le dimensionnement de la ligne dispersive constituant l'étireur pour réaliser spatialement un filtrage spectral de l'impulsion, autrement dit une suppression de ses ailes temporelles. Ainsi, la phase induite par la SPM est majoritairement d'ordre 2, parfaitement compensable avec un compresseur standard. Toutefois, l'amélioration des résultats observés avec cette technique peut avoir une autre origine. Le point commun aux différents travaux publiés faisant appel à cette technique est l'implémentation du même étireur de type Öffner. Or, des travaux de thèse [40] ont démontré que les aberrations sphériques dans ce type de ligne dispersive peuvent impacter la durée et l'intensité de l'impulsion en déformant sa phase. Le filtrage spatial réalisé permettrait alors de réduire les écarts de phase induits [40]. L'inconvénient d'une telle solution est qu'elle limite la durée minimale d'impulsion accessible en limite de Fourier.

Une autre limitation à la brièveté des impulsions provient du gain de l'amplificateur. Le profil du spectre amplifié peut évoluer radicalement par rapport au spectre original. Plusieurs phénomènes peuvent alors en être la source. Comme les composantes spectrales des impulsions sont réparties dans le temps, le front avant de l'impulsion peut fortement diminuer l'inversion de population lors de l'amplification dans la fibre, et ainsi provoquer une déformation du spectre, avec une meilleure amplification des hautes longueurs d'onde. Ce phénomène est notamment visible lorsque l'on travaille à faible taux de répétition. On observe alors un décalage du barycentre du spectre vers les basses fréquences. Ce phénomène a notamment été observé par T. Eidam et al. [2]. Le montage mis en place permettait alors d'extraire des impulsions de durée inférieure à 500 fs avec une puissance crête de 3,8 GW, à

une cadence de 5 kHz. Une déformation du spectre au cours de l'amplification de puissance a été mise en évidence (figure I-8 (a)). Le profil ainsi que la saturation du gain ont favorisé l'amplification de la partie supérieure du spectre.

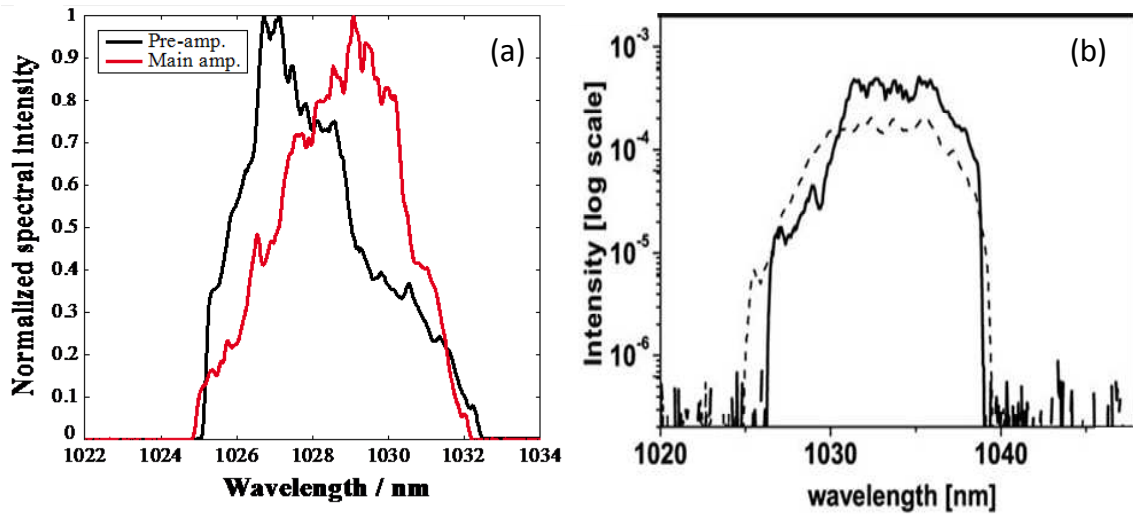


FIGURE I-8 : Spectres expérimentaux mesurés (a) en amont de l'amplificateur de puissance (noir) et en aval du compresseur (rouge) par T. Eidam et al. [2], (b) en sortie d'oscillateur (pointillés) et en après compression (noir) par F. Röser et al. [30].

Le profil du gain joue également un rôle important. La variation de la section efficace d'émission, pour des largeurs de bandes importantes et à fort niveau d'amplification, provoque un rétrécissement spectral par le gain qui impacte directement la durée de l'impulsion [3], [30]. Ainsi, pour un gain supérieur à 35 dB permettant d'extraire 90 W de puissance moyenne, F. Röser et al. ont noté une diminution de 25 % de la largeur à mi-hauteur du spectre amplifié en sortie d'amplificateur par rapport au spectre émis par l'oscillateur femtoseconde (figure I-8 (b)). Les impulsions présentaient alors une durée de l'ordre de 500 fs [30].

Le diagramme énergétique de la matrice dopée ytterbium peut également influencer l'allure du spectre amplifié lorsque l'on travaille avec de grandes longueurs de fibre. Le caractère quasi-trois niveaux de cette dernière induit une déformation du spectre en faveur des hautes longueurs d'onde.

En raison de ces différents phénomènes, la durée des impulsions obtenues pour de fortes énergies en régime CPA reste toujours, dans ces conditions, de plusieurs centaines de femtosecondes. Des solutions utilisant la compression non-linéaire peuvent cependant être mises en place. On dispose alors, en sortie de compresseur, une fibre passive induisant de la SPM de façon modérée et homogène sur toute la bande spectrale. Pour cela, une fibre à cœur solide et à large aire modale de quelques centimètres de long [32], [41], ou une fibre à cœur creux remplie de gaz de quelques mètres peuvent être employées [42] [43]. L'automodulation de phase acquise va élargir la bande spectrale et donc permettre d'atteindre des impulsions ultra-brèves sub-50 fs après un deuxième étage compresseur. Pour l'étape de compression, des miroirs chirpés ou une ligne dispersive à réseaux de diffraction sont ajoutés en sortie de



fibre. Il a été possible d'obtenir des impulsions de 23 fs présentant une puissance crête de 34 MW à une cadence de 250 MHz. La puissance moyenne était alors de 250 W, tandis que l'énergie par impulsion était de seulement 0,9  $\mu$ J [32]. L'autofocalisation reste toutefois un facteur limitant. Comme nous le verrons en traitant le régime d'amplification non-linéaire, il est alors nécessaire de trouver le bon compromis entre l'élargissement spectral et la phase non linéaire qu'il est possible de compenser. La combinaison cohérente d'impulsions lors de la compression non-linéaire est également envisageable [41], [44].

Le régime d'amplification linéaire basé sur l'amplification à dérive de fréquence semble être un bon candidat pour délivrer un train d'impulsions femtosecondes de forte puissance moyenne avec des amplificateurs fibrées. Malheureusement, les limitations dues au rétrécissement spectral par le gain et à la gestion complexe des termes de phase spectrale d'ordres supérieurs ne permettent pas d'atteindre des durées d'impulsions faibles (inférieures à quelques centaines de femtosecondes) et de forte énergie. De plus, les instabilités de mode observables lorsque l'on atteint quelques centaines de watts de puissance moyenne deviennent prépondérantes. L'amplification d'impulsions énergétiques par fibre optique est quant à elle limitée par la faible section des guides, bien que celles-ci ait beaucoup progressée ces dernières années, ainsi que par l'inhomogénéité du gain sur la bande spectrale.

### I.1.3.2 Régime non-linéaire : amplification parabolique

#### I.1.3.2.1 Principe de fonctionnement

Avec l'amplification parabolique on ne cherche plus à contourner les effets non-linéaires mais on exploite un régime de propagation particulier dit auto-similaire. Ce dernier peut survenir en présence de dispersion normale, de gain et d'automodulation de phase. Une impulsion initiale femtoseconde, en limite de Fourier, qui se propage au sein d'un amplificateur à fibre avec ces caractéristiques, va voir son allure tendre vers des profils spectral et temporel paraboliques [45]. L'impulsion correspond alors à un similariton, solution auto-similaire asymptotique de l'équation non-linéaire de Schrödinger. Son expression est de la forme :

$$a(z, t) = \begin{cases} a_0(z) \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_0^2(z)}} e^{j\varphi(z,t)} & \text{si } |t| \leq T_0(z) \\ 0 & \text{si } |t| \geq T_0(z) \end{cases} \quad (\text{I.30})$$

avec :

$$\varphi(z, t) = \varphi_0 + 3 \gamma (2g)^{-1} a_0^2(z) - g (6\beta_2)^{-1} t^2 \quad (\text{I.31})$$

$$T_0(z) = 3 g^{-\frac{2}{3}} \left(\gamma \frac{\beta_2}{2}\right)^{\frac{1}{3}} E_{IN}^{\frac{1}{3}} e^{\frac{gz}{3}} \quad (\text{I.32})$$

$$a_0(z) = 0,5(gE_{IN})^{\frac{1}{3}}\left(\gamma\frac{\beta_2}{2}\right)^{-\frac{1}{6}}e^{\frac{gz}{3}} \quad (\text{I.33})$$

avec un repère temporel centré sur l'impulsion,  $a_0(z) = |a(z,0)|$ ,  $T_0(z)$  la demie-largeur totale de l'impulsion,  $\varphi_0$  une phase à l'origine,  $g$  le gain linéaire, et  $E_{IN}$  l'énergie de l'impulsion injectée dans l'amplificateur.

Dans ce régime de fonctionnement, seule l'énergie de l'impulsion initiale a un impact sur les caractéristiques de l'impulsion parabolique obtenue. Le similariton a une durée et une largeur spectrale qui vont croissant avec la distance parcourue dans l'amplificateur. L'impulsion parabolique (similariton) est à dérive de fréquence (chirp) linéaire. Le profil de phase spectrale peut être redressé par un compresseur standard. Ainsi, il est possible de générer des impulsions amplifiées plus brèves ( $< 100$  fs) que l'impulsion initiale. Toutefois, dans ce cas, l'autofocalisation de l'impulsion ne peut plus être écartée. Comme l'impulsion ne traverse pas d'étireur avant d'être amplifiée, sa puissance crête peut alors rapidement atteindre la valeur seuil de 4 MW dans l'amplificateur. De la même manière que pour le régime d'amplification linéaire, il est envisageable d'utiliser une polarisation circulaire pour le signal lors de son amplification, avec un gain en puissance crête tout aussi limité (6 MW contre 4 MW). Il apparaît donc rapidement une limitation sur l'énergie que l'on peut extraire d'un tel système amplificateur.

### I.1.3.2.2 Etat de l'art sur l'amplification parabolique

Dans ce cas de figure, les effets non linéaires sont prépondérants sur la dispersion chromatique. La phase d'ordre 2 générée doit majoritairement venir de la SPM afin d'acquérir une intégrale  $B$  suffisante pour obtenir une largeur spectrale de plusieurs dizaines de nanomètres. Ainsi  $L_{NL}$  est très inférieure à  $L_D$ . La première démonstration expérimentale d'impulsions paraboliques a conduit à la génération d'impulsions de 68 fs après compression à partir d'impulsions ayant une durée de 200 fs. L'énergie par impulsion était alors de l'ordre de 5 nJ. Toutefois, l'impulsion en sortie n'était pas en limite de Fourier en raison de la présence d'une phase spectrale d'ordre 3 [45].

L'amplification parabolique conduit intrinsèquement à la génération de spectres larges, donc très sensibles aux termes de déphasage d'ordres supérieurs à deux, engendrés par le profil du gain, la dispersion d'ordre 3 de la fibre amplificatrice et du compresseur, et la SPM. Toutefois, certaines études ont montré qu'en gérant le gain de l'amplificateur il est possible de compenser en partie la phase d'ordre 3 par de l'automodulation de phase. Les travaux menés par Y. Zaouter et al. en 2008 illustrent les avantages et les inconvénients de l'amplification parabolique [46]. Une conception spécifique du compresseur et un ajustement adapté de l'énergie par impulsion a permis d'extraire des impulsions courtes tout en conservant un profil temporel de bonne qualité. Par ces paramètres, la gestion de la phase d'ordre 3 a ainsi pu être optimisée. Les meilleures performances, en termes de puissance crête (16 MW), ont été obtenues avec une impulsion de 70 fs, pour une énergie limitée à 1,25  $\mu$ J. Le pourcentage d'énergie dans le pic principal de l'impulsion était alors de 89 %. Un filtrage spectral réalisé au niveau du compresseur limitait ici la durée de l'impulsion.

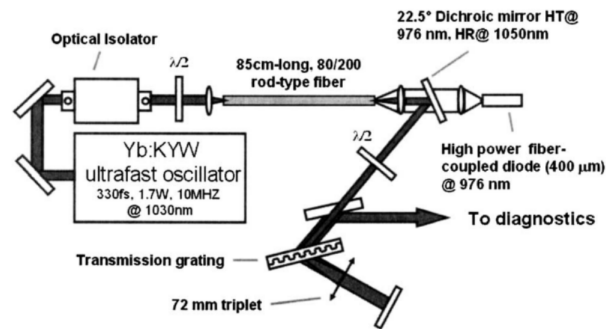


FIGURE I-9 : Schéma expérimental du montage d'amplification parabolique d'impulsions femtosecondes développé par Y. Zaouter et al. [46].

Comme nous avons pu le voir au cours de la partie I.1.3 en détaillant le CPA et l'amplification parabolique, les techniques d'amplification usuelles par fibre dopée  $\text{Yb}^{3+}$  pour les impulsions femtosecondes sont arrivées à maturité mais ne peuvent toutefois pas produire des impulsions sub-100 fs très énergétiques. La largeur des spectres mis en jeu, et les dimensions des structures guidantes, constituent des verrous ultimes pour une évolution de ces systèmes. La gestion de la phase spectrale d'ordres supérieurs, le niveau de non-linéarité, ainsi que le rétrécissement spectral par le gain découlent de ces aspects physiques. Depuis moins d'une dizaine d'années, des solutions commencent à émerger afin de dépasser les limitations de ces régimes d'amplification. Des techniques issues de la montée en puissance en régime continu commencent à être appliquées au régime femtoseconde. Le CPA, ou l'amplification parabolique, sont alors considérées comme des briques élémentaires de ces approches. L'idée de base consiste à démultiplier spatialement ou temporellement une impulsion source pour amplifier chacune de ces impulsions répliques de façon indépendante. La création d'une multitude de sous-impulsions permet alors de repousser le seuil d'apparition des facteurs critiques cités précédemment. Une étape de recombinaison des sous-impulsions est nécessaire en sortie du montage amplificateur pour bénéficier du gain en puissance lié à cette amplification multiple. Le paragraphe suivant montre l'intérêt de la combinaison cohérente d'impulsions qui est une nouvelle voie prometteuse pour l'amplification large bande.

## I.2 Combinaison cohérente pour l'amplification de puissance d'impulsions femtosecondes

La combinaison de faisceaux lasers est utilisée depuis de nombreuses années en régime de fonctionnement continu. Elle a été mise en œuvre avec de nombreux types de lasers, à gaz, à semi-conducteurs, à milieu cristallin, à fibre, principalement en vue de dépasser les niveaux de puissance d'un laser unique voire d'augmenter la brillance de ces sources [47]–[51]. La combinaison peut être considérée comme cohérente si le contenu spectral des rayonnements issus des différents bras amplificateurs parallélisés est identique, et s'il existe une relation de phase stationnaire entre ces champs. Dans le cas où les composantes spectrales diffèrent entre les bras et qu'il n'existe donc pas de relation de phase stable entre elles, on parle de combinaison incohérente ou spectrale.

En réalisant la superposition spatiale de plusieurs faisceaux, la combinaison cohérente permet d'outrepasser les limitations imposées par un seul dispositif en termes de puissance extractible ou de gestion des effets thermiques. En régime de fonctionnement continu, une puissance combinée de plus de 100 kW a été démontrée, sur une durée relativement longue de quelques minutes. Le laser était composé de 7 chaînes amplificatrices de type slab [52]. Il y a moins de dix ans que des techniques de combinaison cohérente ont été transposées pour la première fois aux régimes impulsions nanoseconde, picoseconde, et encore plus récemment au régime femtoseconde [52], [53]. L'historique de la figure I-10 représente le nombre de communications traitant de la combinaison cohérente en régime femtoseconde. C'est seulement à partir de 2011, période à laquelle mon travail de thèse a débuté, que la « communauté femtoseconde » a manifesté un fort intérêt pour ce sujet. Cet engouement répond à un besoin de sources lasers nécessitant une énergie par impulsion élevée, éventuellement associée à un fort taux de répétition. A une exception près [54], l'intégralité de ces travaux ont été réalisés avec des milieux fibrés.

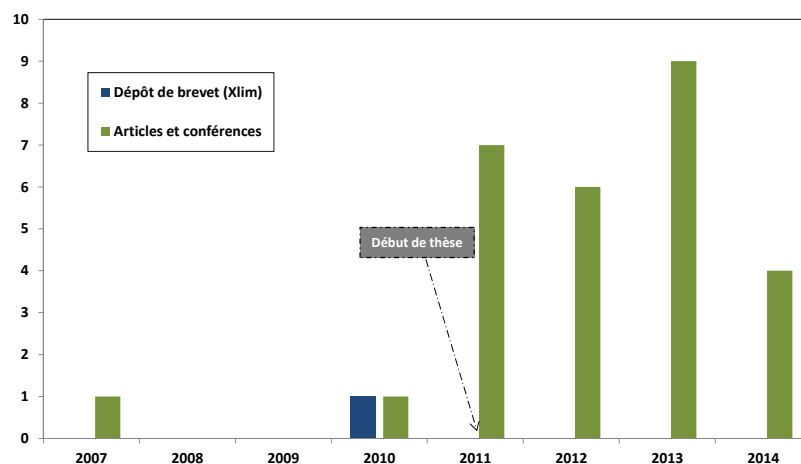


FIGURE I-10 : Histogramme des communications relatives à la combinaison cohérente appliquée au régime femtoseconde [10], [14], [19], [20], [29], [39], [41], [44], [53]–[72].

Le défi de la transposition de la combinaison cohérente de lasers à fibre du régime continu au régime femtoseconde réside dans le fait que tous les effets différentiels entre les guides disposés en parallèle sont à considérer pour la mise en phase, des temps de groupe jusqu'aux effets de dispersions chromatiques, voire éventuellement les effets non linéaires. Une des applications phares est l'accélération de particules élémentaires comme le projette le groupement ICAN (ICAN : International Coherent Amplification Network). Ce projet collaboratif a prévu de développer une source laser capable d'émettre des impulsions ultra-brèves avec des énergies d'une dizaine de Joules, à des cadences permettant d'atteindre des puissances moyennes de 100 kW. Pour atteindre cet objectif, la stratégie retenue passe par la combinaison cohérente des impulsions issues de plusieurs centaines d'amplificateurs à fibre alimentés par un même oscillateur [73].

Cette section présente trois parties relatives à l'amplification d'impulsions femtosecondes employant des techniques de combinaison cohérente différentes. La combinaison cohérente spatiale sera en premier détaillée. Puis, après avoir étudié la combinaison cohérente temporelle, les fondements de la combinaison cohérente spectrale, qui constituent le cœur de ce mémoire, seront exposés.

## I.2.1 Amplification parallèle et combinaison cohérente spatiale

### I.2.1.1 Principe de fonctionnement

Le principe de la combinaison cohérente spatiale pour l'amplification d'impulsions femtosecondes est schématisé sur la figure I-11. Elle consiste à diviser spatialement une impulsion source en  $N$  répliques identiques (mêmes profils temporel, spatial, et spectral). Leur état de polarisation peut toutefois être différent. Chaque réplique est injectée dans un amplificateur différent. On a donc  $N$  amplificateurs, ou  $N$  chaînes d'amplificateurs, pour autant d'impulsions élémentaires, ou répliques. Après l'étape d'amplification, les différentes impulsions sont superposées dans le temps, dans l'espace, et mises en phase afin de ne former qu'une seule impulsion amplifiée et un seul faisceau en sortie de dispositif.

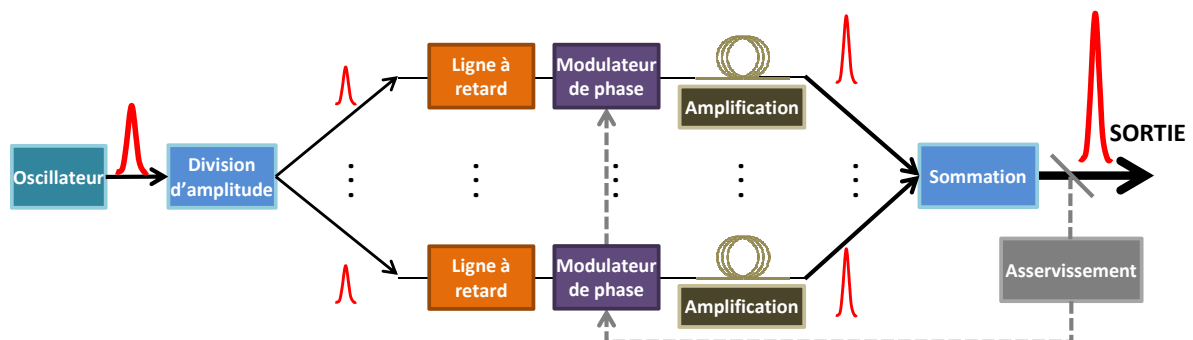


FIGURE I-11 : Schéma de principe de l'amplification d'impulsions femtosecondes avec division spatiale et recombinaison cohérente.

L'intérêt de cette configuration est qu'elle permet de diminuer la puissance crête de chacune des répliques par un facteur  $N$ . Ainsi, le seuil d'apparition de l'automodulation de phase est repoussé d'autant. Il est alors possible d'extraire des puissances moyennes et crêtes  $N$  fois supérieures par rapport aux systèmes classiques d'amplification. Un atout supplémentaire de la combinaison cohérente spatiale est qu'elle est compatible avec le FCPA. La combinaison peut se faire en champ proche ou en champ lointain selon le dispositif mis en œuvre. Dans le cas de la combinaison en champ proche, le faisceau obtenu après sommation des champs possède les mêmes caractéristiques transverses que chacun des faisceaux amplifiés. La présence d'une voie destructive et constructive pour la combinaison en champ proche permet d'évaluer la qualité de la mise en phase à partir de la puissance moyenne mesurée sur chacune de ces voies. L'efficacité de combinaison peut être écrite sous la forme :

$$\eta = \frac{P_{m \text{ combinée}}}{P_{m \text{ combinée}} + P_{m \text{ non combinée}}} \quad (\text{I.34})$$

avec  $P_{m \text{ combinée}}$  la puissance moyenne combinée en sortie du dispositif (voie constructive) et  $P_{m \text{ non combinée}}$  la puissance moyenne rejetée en sortie de montage (voie destructive). Ce facteur peut être également calculé en fonction de la puissance crête. On détermine alors ici une efficacité du montage dans le domaine temporel. Cette dernière est définie telle que :

$$\eta_{P_C} = \frac{P_{c \text{ combinée}}}{|\sum_N \sqrt{P_{c N}}|^2} \quad (\text{I.35})$$

avec  $P_{c \text{ combinée}}$  la puissance crête de l'impulsion combinée en sortie de montage, et  $P_{c N}$  la puissance crête des impulsions émises par chacune des voies, mesurée également en sortie de dispositif.

Dans le cas de la combinaison en champ lointain, le champ proche est classiquement formé par l'arrangement périodique des faisceaux amplifiés. La figure d'interférence à l'infini, ou dans le plan focal d'une lentille, possède une structuration transverse dépendant principalement de la taille, de la périodicité, et des phases des faisceaux en champ proche. La figure I-12 montre un exemple de champs proches (colonne de gauche) et de champs lointains (colonne de droite) qu'il est possible d'obtenir avec 8 faisceaux répartis linéairement, espacés et larges de  $500 \mu\text{m}$ . Les impulsions simulées présentaient une durée de 100 fs (FWHMI) [52, p. 283]. Le champ lointain est ici mesuré dans le plan focal image d'une lentille ( $f' = 60 \text{ cm}$ ). En opposition à la combinaison en champ proche, les parties combinée et non combinée sont spatialement confondus lors de la combinaison en champ lointain. Seule la formule I.35 est alors applicable dans cette configuration. Un désaccord de phase se traduit alors par la présence d'un fond continu dans le champ lointain structuré. La qualité du cophasage peut alors être déterminée par le calcul d'une valeur de contraste à partir des intensités minimale et maximale mesurées respectivement au point où se situe théoriquement le premier zéro d'intensité quand on s'écarte de l'axe moyen de propagation et sur l'axe [74].

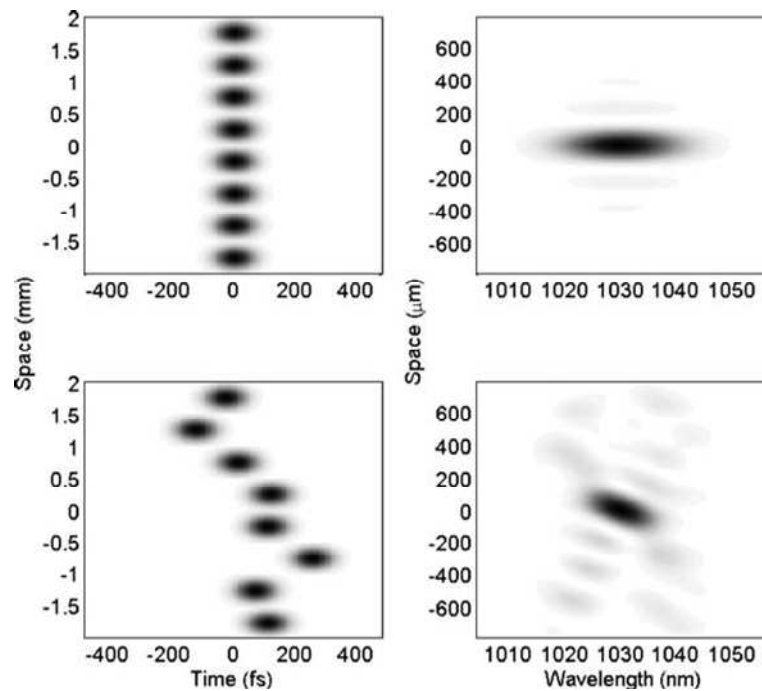


FIGURE I-12 : (Colonne de gauche) Distributions spatio-temporelles des faisceaux en champ proche dans le cadre d'une combinaison en champ lointain (haut : pas de différences de temps de groupe, bas : différences de temps de groupe avec un écart-type de 100 fs). Les faisceaux sont larges et espacés de  $500\ \mu\text{m}$ . Les impulsions simulées ont une durée de 100 fs. (Colonne de droite) Distributions spatio-fréquentielles en champ lointain correspondantes, mesurées dans le plan focal image d'une lentille ayant une focale de 60 cm [52, p. 283].

La combinaison cohérente spatiale en régime femtoseconde reposant sur une théorie proche de celle utilisée pour un régime de fonctionnement continu, son efficacité de combinaison dépend notamment des mêmes paramètres. Une étude menée par G. D. Goodno et J. E. Rothenberg résume les différents paramètres qui peuvent dégrader l'efficacité de combinaison [52, p. 9]. Cette étude montre entre autre qu'un soin particulier doit être apporté à la superposition des faisceaux, leur collimation, et leur polarisation. L'égalité entre les bras d'un point de vue énergétique est également importante. En régime femtoseconde, des paramètres supplémentaires peuvent affecter la qualité de la combinaison : les différences de temps de groupe, la dispersion chromatique, les non-linéarités de type Kerr. Une étude numérique basée sur la combinaison cohérente en champ proche de 10 faisceaux, constitués d'impulsions de 200 fs, a quantifié l'impact du désaccord de phase, de la différence de temps de groupe, de la dispersion de vitesse de groupe, ainsi que de l'intégrale B, sur l'efficacité de combinaison (figure I-13) [52, p. 281]. Il est montré que les écarts de phase ont un impact semblable sur l'efficacité de combinaison, quel que soit le régime de fonctionnement (continu ou impulsionnel). Concernant la différence de temps de groupe entre les impulsions répliques, un écart-type de 40 fs (20 % de l'impulsion initiale), induit une diminution de moins de 10 % de  $\eta$ . Cette condition se traduit par le fait que la différence de chemin optique entre les bras amplificateurs doit être inférieure à  $12\ \mu\text{m}$  dans le cas présenté. Pour la dispersion de vitesse de groupe, l'écart sur l'ordre 2 de la phase spectrale conduisant à une diminution de l'efficacité de combinaison de 5 % correspond à une différence de longueur de fibre

unimodale ( $D = -38 \text{ ps.nm}^{-1}\text{.km}^{-1}$ ) de 25 cm. Dans ces conditions expérimentales, l'impact de la GVD est donc limité, à l'inverse de l'erreur liée au synchronisme  $\Delta T_g$  entre les impulsions répliques. Cette étude montre également que la différence d'intégrale B entre les voies amplificatrices peut rapidement diminuer l'efficacité de combinaison. Il suffit d'un radian en écart type pour réduire l'efficacité de combinaison de 10 %.

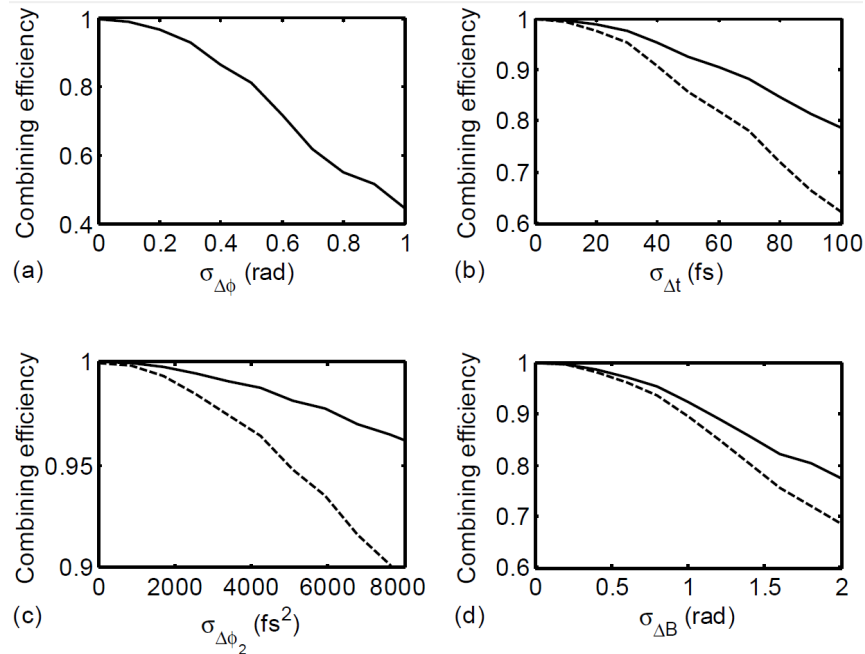


FIGURE I-13 : Pertes d'efficacité de combinaison pour la combinaison cohérente spatiale en régime femtoseconde en fonction des écart-types : (a) des phases à l'origine, (b) des temps de groupe, (c) de la GVD, (d) des intégrales B (trait plein : efficacité de combinaison en puissance moyenne, trait pointillé : efficacité de combinaison en puissance crête) ([52, p. 282]).

Si l'on considère un dispositif dans lequel la combinaison s'effectue en champ lointain, le profil transverse structuré de celui-ci peut alors également être affecté par des différences de temps de groupe et des écarts de phases à l'origine entre ces faisceaux (figure I-12). Cependant cette configuration n'est pas à l'heure actuelle la plus employée pour le régime femtoseconde.

### I.2.1.2 Etat de l'art : combinaison cohérente spatiale

La première démonstration de principe fut réalisée en 2010 en utilisant un système interférométrique de type Mach-Zehnder [55]. Des cubes séparateurs de polarisation étaient utilisés afin de réaliser les étapes de division d'amplitude, et de combinaison (figure I-14 (a)). Pour le processus de recombinaison, le dispositif était symétrique à celui en amont des bras amplificateurs. Tout écart de phase et d'amplitude entre les deux faisceaux à combiner se traduit alors par un état de polarisation qui n'est plus rectiligne et orienté à  $45^\circ$  en sortie de dispositif. Afin de réaliser et maintenir la mise en phase des deux rayonnements, et assurer une immunité aux perturbations de phase, un système d'asservissement de type Hänsch-





qu'ils sont constitués de fibres amplificatrices, passives, ou en espace libre, la plage maximale de variation de la phase était respectivement de 33 rad, 10 rad, et 3 rad. La fluctuation de puissance, les gradients thermiques, ainsi que le couplage gain phase dans les amplificateurs, sont prédominants dans les effets qui engendrent les plus fortes variations de phase relatives.

La même équipe de recherche a développé plusieurs montages conçus sur une architecture tout à fait semblable à celle présentée ci-dessus [14], [29], [39], [58]. Le but de chacune d'entre elles a été d'évaluer les limites de cette configuration. Ainsi, à faible niveau de non-linéarité (intégrale  $B \sim 1,1$  rad), le montage précédent a permis la génération d'impulsions de 800 fs présentant une puissance crête de 150 MW, une énergie de 120  $\mu\text{J}$ , pour une puissance moyenne de 12 W après compression [14]. Les fibres amplificatrices utilisées étaient alors de type « rod », avec un cœur de 100  $\mu\text{m}$  de diamètre. Une diminution de la taille de cœur des milieux amplificateurs a permis une montée en puissance moyenne du dispositif. Une publication d'octobre 2011 a ainsi montré, avec une diminution de 25 % du diamètre du cœur, la génération d'un faisceau avec une puissance moyenne de 88 W. Cette étude ne représente pas l'état de l'art de cette configuration, pourtant elle est intéressante car elle permet de comparer, à énergie par impulsion égale, la trace d'autocorrélation d'une impulsion issue d'un amplificateur seul à celle d'une impulsion provenant d'un dispositif de combinaison cohérente spatiale à deux bras [58]. Comme on peut le constater sur la figure I-15, l'intégrale  $B$  par réplique temporelle étant divisée par 2 par rapport au cas mono-amplificateur, l'impulsion recombinaison présentait une trace d'autocorrélation de meilleure qualité.

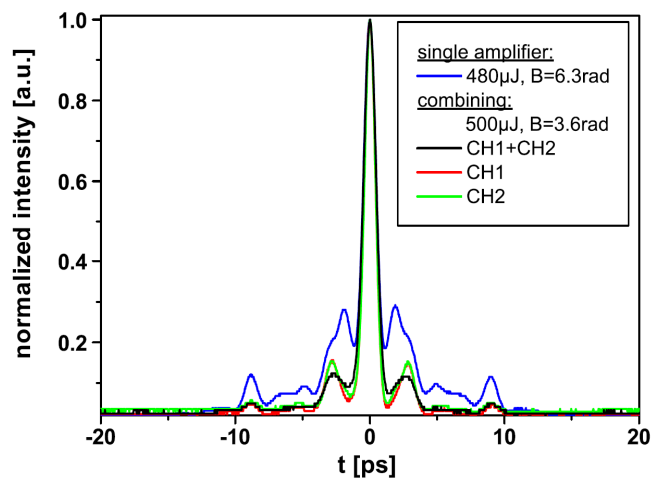


FIGURE I-15 : Traces d'autocorrélation issues du bras 1 (rouge) et du bras 2 (verte) du montage de combinaison cohérente spatiale, et de l'impulsion recombinaison (noire) comparée à celle provenant d'un montage mono-amplificateur (bleue) [58].

Un record en énergie et en puissance crête a pu être atteint avec les mêmes amplificateurs que dans le cas précédent après une diminution de cadence (10 kHz contre 100 kHz). Avec l'ajout d'une ligne dispersive 4-f à SLM après l'étireur à réseaux, permettant

une meilleure gestion des différents termes de phase, les impulsions atteignaient une énergie de 3 mJ et une puissance instantanée de 5,4 GW, pour une intégrale B de 9 rad. La durée de ces impulsions était alors limitée à 470 fs. Cette valeur s'explique notamment par l'influence du rétrécissement spectral par le gain. La puissance moyenne extraite restait toutefois limitée (29 W) à cause de la faible cadence de travail et la taille importante des cœurs [29]. En appliquant cette technique de combinaison cohérente à 4 bras amplificateurs, cette équipe a réussi à extraire, avec une efficacité de combinaison de 93 %, une puissance moyenne de 530 W, ce qui constitue un record pour la combinaison cohérente en régime femtoseconde. Pour ce faire, plusieurs caractéristiques ont été optimisées. Afin d'éviter l'apparition d'instabilités modales, les quatre amplificateurs de puissance étaient constitués de fibres « large pitch », avec un diamètre de cœur de 59  $\mu\text{m}$ , contre 75  $\mu\text{m}$  précédemment. Un modulateur spatial de lumière a été introduit dans le système expérimental afin de gérer au mieux la phase spectrale des impulsions. La cadence de travail du système, de 400 kHz dans ce cas, a été également un paramètre favorisant l'extraction de puissance moyenne. Afin d'éviter tout phénomène de lentille thermique lors de l'étape de recombinaison, les cubes séparateur de polarisation ont été remplacés par des polariseurs de faible épaisseur. Une attention particulière a ainsi été apportée à tous les éléments optiques en aval des amplificateurs de puissance. On peut constater également que le rétrécissement spectral par le gain a été encore une fois à l'origine d'une durée d'impulsion importante (670 fs). Malgré un spectre de 7 nm de large après l'étireur à réseaux, le spectre en sortie de dispositif présentait une largeur de seulement 2,7 nm.

En parallèle du travail effectué par cette équipe, d'autres groupes de recherche ont développé des dispositifs de combinaison cohérente spatiale utilisant des méthodes d'asservissement et de combinaison des faisceaux différentes [56]. Le dispositif présenté dans la publication de L. Daniault et al. en 2011 utilisait comme précédemment un interféromètre de type Mach-Zehnder (figure I-16). L'asservissement était assuré par la méthode dite LOCSET (Locking of Optical Coherence by Single-detector Electronic-frequency Tagging) [77]. Cette dernière consiste à marquer par modulation de phase l'ensemble des N faisceaux émis sauf un (faisceau référence) à une fréquence RF différente. La mesure du déphasage entre le faisceau référence et chacun des N-1 autres est ainsi possible en n'utilisant qu'un seul détecteur, en sortie du montage en champ lointain, là où se superposent l'ensemble des faisceaux élémentaires. La correction de phase peut se faire avec le même modulateur de phase que celui qui a servi à marquer fréquemment chaque réplique. Ce système d'asservissement semble adapté à la mise en phase d'un grand nombre de faisceaux élémentaires tant qu'il est possible de distinguer (démoduler) chacune des fréquences de marquage et leurs harmoniques les uns des autres. Dans ces travaux, le modulateur de phase électro-optique inséré dans un des bras de l'interféromètre était fibré et permettait de corriger le bruit de phase jusqu'à 25 kHz. Une ligne à retard a été ajoutée afin d'égaliser les temps de groupe entre les deux bras. Ce dispositif a permis d'obtenir des impulsions de 325 fs avec une efficacité de combinaison de 90 %. La puissance moyenne était alors de 4,3 W après l'étage du compresseur, non représenté sur la figure I-16. Comme précédemment, une forte similarité entre l'allure temporelle, le spectre, la puissance, et le profil spatial des deux bras, et du faisceau combiné, a été recherchée.

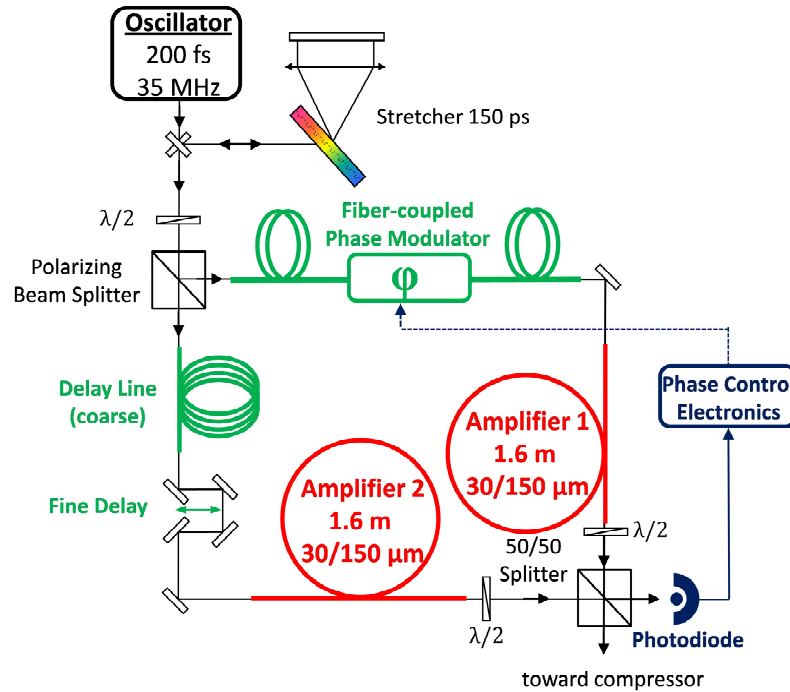


FIGURE I-16 : Schéma expérimental de combinaison cohérente spatiale avec une architecture à deux bras, de type Mach-Zehnder, utilisant un asservissement de type LOCSET [56].

Une réalisation similaire menée en 2012 a conduit à la combinaison spatiale de quatre amplificateurs avec un asservissement utilisant le LOCSET [62]. Comme cette expérience était menée à faible puissance, le dispositif expérimental était entièrement fibré, à l'exception des lignes à retard. Les étapes de division d'amplitude et de combinaison étaient alors assurées par des coupleurs 50/50 fibrés. Un élément intéressant de cet article concerne l'évolution de l'efficacité de combinaison pour un grand nombre de canaux, suivant plusieurs paramètres. Comme on pouvait s'y attendre, l'amplitude de la modulation de phase ( $\beta$ ) induite par la méthode LOCSET impacte la valeur de l'efficacité de combinaison  $\eta$ . Ainsi la valeur de l'amplitude de modulation doit être la plus faible possible, tout en permettant un asservissement convenable. Dans la configuration présentée, la valeur de  $\beta$  était proche de 0,25 (à comparer à 0,10 pour des configurations en régime continu). Pour une valeur de  $\beta$  fixée, la loi d'évolution de l'efficacité de combinaison tend vers une limite asymptotique quand le nombre de canaux augmente. Des efficacités supérieures à 95 % sont alors envisageables. La variation de  $\eta$  est également étudiée, pour une valeur de  $\beta$  fixée, en fonction du bruit de phase résiduel entre les bras, ainsi qu'en fonction des variations de puissance. Les résultats de cette étude sont résumés sur les graphes de la figure I-17. On se rend compte que pour un bruit de phase inférieur à  $\lambda/20$ , une efficacité de combinaison autour de 90 % est accessible pour un nombre de canaux important (figure I-17 (b)). En considérant le bruit de phase nul, une efficacité de combinaison supérieure à 90 % est également possible avec un bruit d'amplitude de 20 %. Un bémol doit malgré tout être apporté à ces résultats de simulation. En effet, la différence de phase entre les canaux est considérée nulle lorsque l'impact du bruit d'amplitude est étudié. Or, comme nous l'avons vu précédemment, à fort

niveau de non-linéarités, les différents bras de l'interféromètre ne peuvent pas être en phase si leurs puissances ne sont pas identiques.

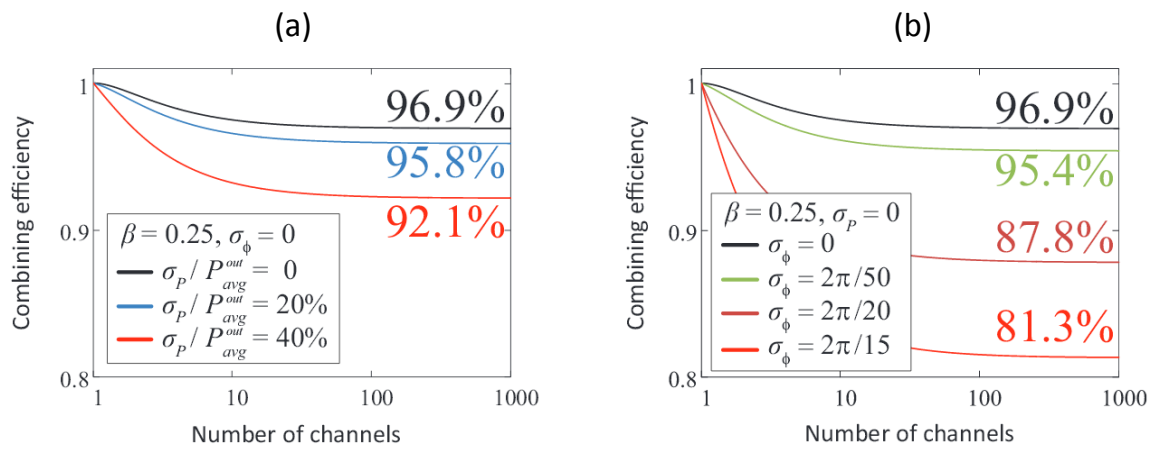


FIGURE I-17 : Evaluation de l'efficacité de combinaison d'un système de combinaison cohérente spatiale utilisant un asservissement de type LOCSET en fonction du bruit d'amplitude (a) et du bruit de phase (b).  $\sigma_p$  et  $\sigma_\phi$  représentent respectivement l'écart-type de la variation de puissance et de phase des canaux,  $\beta$  est l'amplitude de modulation de phase,  $P_{avg}^{out}$  la moyenne des puissances moyennes émises par les canaux [62].

La combinaison cohérente spatiale en régime femtoseconde a également été démontrée dans un système non asservi auto-équilibré. La solution consiste à intégrer la fibre ou les fibres amplificatrices dans un interféromètre de Sagnac [59], [61]. Cette technique permet alors de diminuer d'un facteur 2 la puissance crête des impulsions lors de l'étape d'amplification. Comme on peut le comprendre en observant la figure I-18, l'impulsion source, polarisée rectilignement, émise par l'oscillateur puis étirée, est scindée en deux répliques semblables par un cube séparateur de polarisation. Celles-ci vont alors parcourir la boucle de Sagnac dans des sens opposés. L'intérêt de cette géométrie est que les deux chemins optiques sont parfaitement identiques. L'immunité au bruit de cette configuration dépend donc du temps mis par les impulsions pour parcourir la boucle. Des dimensions métriques pour le Sagnac permettent ainsi une immunité au bruit de plusieurs dizaines de mégahertz. La première démonstration de combinaison cohérente spatiale passive correspond à la configuration de la figure I-18. Dans les deux articles cités, deux amplificateurs fibrés de puissance ont été intégrés dans la boucle de Sagnac. La disposition des modules de pompage a été choisie de façon à ce que le premier amplificateur rencontré par chacune des répliques constitue pour elle un pré-amplificateur. Le fait de réaliser un pompage co-propagatif permet d'obtenir une puissance suffisante pour alimenter l'étage supérieur, tout en limitant l'émission spontanée amplifiée. Le second amplificateur remplit quant à lui pleinement la fonction d'amplificateur de puissance. De part un pompage contra-propagatif, on limite l'impact des effets non-linéaires. Ainsi, des impulsions de 250 fs émises à une cadence de 35 MHz ont pu être obtenues, avec une puissance moyenne de 6,5 W après compression. L'efficacité de combinaison était alors de 96 %. En diminuant la cadence des impulsions à 1 MHz (intégrale  $B \sim 12$  rad), l'efficacité a chuté alors à 84 %. Les impulsions ayant acquis une intégrale  $B$

différente, ne présentaient pas le même spectre, ni la même phase. Le système n'étant alors plus réciproque, l'efficacité de combinaison a été réduite. L'état de l'art avec cette technique d'amplification correspond à une puissance moyenne de 105 W avec des impulsions inférieures à 300 fs. L'efficacité de combinaison était alors dans ce cas légèrement supérieure à 90 % [61].

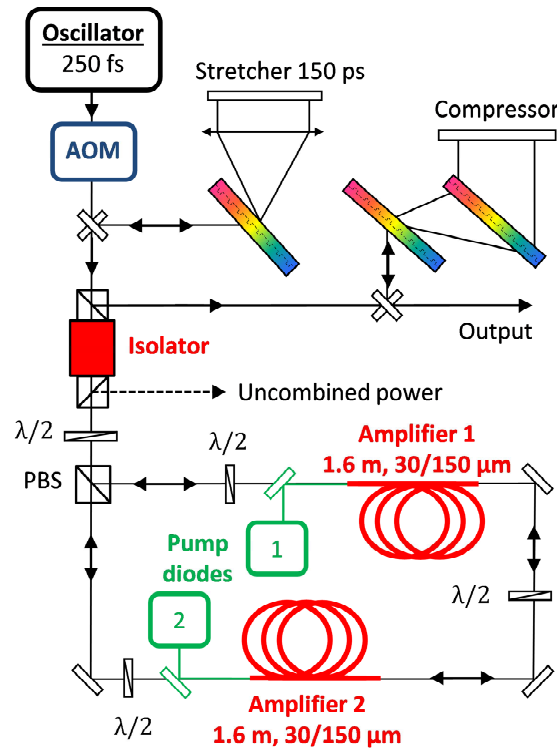


FIGURE I-18 : Schéma expérimental de combinaison cohérente spatiale dans un système non asservi auto-équilibré basé sur un interféromètre de Sagnac [59].

Au cours de ce paragraphe sur la combinaison cohérente spatiale appliquée au domaine des femtosecondes, de nombreux avantages de cette technique ont pu être mis en avant. Ainsi, la division d'un signal source en  $N$  répliques permet une diminution de l'impact des effets non-linéaires d'un même facteur, ce qui, à énergie identique, améliore significativement la qualité d'impulsion. La combinaison cohérente spatiale permet également un meilleur compromis entre puissance moyenne et énergie par impulsion. En effet, à fréquence de répétition identique, un système avec plusieurs amplificateurs en parallèle produit un train d'impulsions plus énergétiques avec une puissance moyenne plus élevée en comparaison de ce que délivre un amplificateur linéaire. L'approche totalement passive exploitant un interféromètre de Sagnac démontrée avec deux voies amplificatrices pourrait être étendue à un plus grand nombre de voies. La complexité des réglages pour assurer la réciprocity des trajets apparaît cependant comme un élément bloquant à la montée en nombre. Par contre, les techniques actives de verrouillage en phase semblent être prometteuses pour coupler un grand nombre d'amplificateurs fibrés au prix toutefois d'une complexité accrue. C'est d'ailleurs ce qui a déjà été démontré pour le régime continu. Avec l'apparition de ces nouvelles configurations d'amplification en régime femtoseconde, de nouveaux records ont

ainsi pu être atteints en termes d'énergie et de puissance crête [29]. Malgré tout, la combinaison cohérente spatiale ne permet pas de résoudre les problèmes liés à la gestion de grandes largeurs spectrales, tels que le rétrécissement spectral par le gain. Les durées d'impulsion obtenues en régime FCPA sont donc toujours de plusieurs centaines de femtosecondes. D'autres méthodes de combinaison cohérente ont également été développées. Comme nous allons le voir dans le prochain paragraphe, la combinaison cohérente temporelle est une méthode concurrente simple.

## I.2.2 Amplification séquentielle et combinaison cohérente temporelle

### I.2.2.1 Principe de fonctionnement

En alternative à la combinaison cohérente spatiale, la combinaison cohérente temporelle, plus connue sous l'acronyme DPA (DPA : Divided Pulse Amplification), ne met en jeu qu'un seul faisceau. La dépendance de l'efficacité de combinaison vis à vis des caractéristiques spatiales est ainsi en théorie supprimée. Comme on peut s'en rendre compte sur la figure I-19, l'impulsion source est divisée en plusieurs répliques réparties dans le temps.

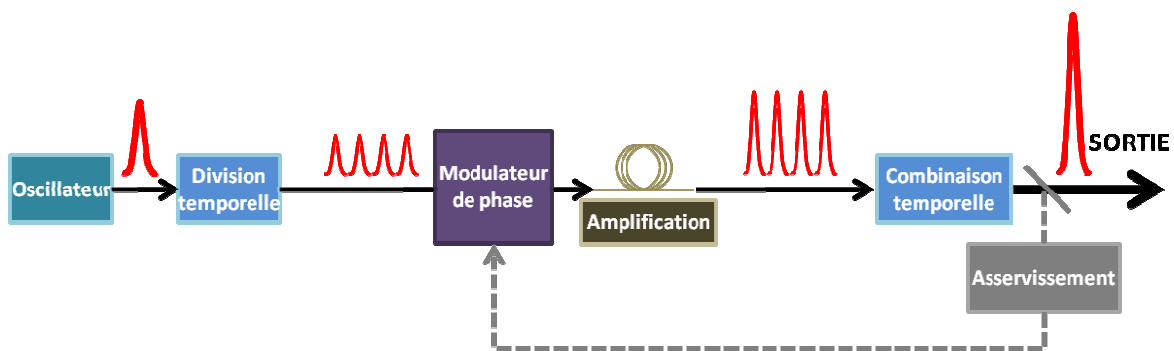


FIGURE I-19 : Schéma de principe de la combinaison cohérente temporelle.

Elle peut être mise en œuvre en utilisant par exemple des cristaux biréfringents pour créer les répliques et engendrer les multiples retards entre elles grâce à la différence de vitesse de groupe des ondes ordinaires et extraordinaires dans ces cristaux. Une différence de temps de groupe suffisante doit être appliquée afin d'éviter tout recouvrement entre les répliques en amont de l'étape amplificatrice. La puissance crête initiale est alors divisée par le nombre de répliques engendrées. Le gain de cette technique quant au seuil d'apparition des non-linéarités est donc identique à celui de la combinaison cohérente spatiale. Après l'amplification, le processus inverse est appliqué pour resynchroniser les répliques. La sensibilité aux perturbations environnementales de phase de ce montage est fortement réduite du fait que les répliques se propagent dans le même guide et que l'écart temporel entre elles est très faible. La mise en phase est donc figée une fois pour toute lorsque les systèmes de démultiplication et recombinaison temporels ont été ajustés l'un par rapport à l'autre. Alors, une seule impulsion femtoseconde amplifiée combinée est extraite du système à la cadence du signal injecté. En considérant que la dispersion introduite suivant les deux axes neutres des cristaux est identique, la différence de phase spectrale d'ordres supérieurs entre les répliques reste

faible, comme l'ensemble des impulsions élémentaires se propagent dans un même amplificateur.

### I.2.2.2 Etat de l'art : combinaison cohérente temporelle

La première démonstration de principe de la combinaison cohérente temporelle date de 2007 (figure I-20) [53]. Elle était alors appliquée à des impulsions picosecondes et femtosecondes. Le dispositif choisi par les auteurs pour réaliser la division et la combinaison temporelle mettait en jeu des cristaux biréfringents  $\text{YVO}_4$ . Ces derniers ont la particularité de présenter une différence de temps de groupe entre leurs axes neutres de  $\sim 1 \text{ ps}\cdot\text{mm}^{-1}$ . L'orientation de la polarisation rectiligne incidente à  $45^\circ$  des axes neutres du premier cristal a permis de créer deux répliques temporelles de même intensité, polarisées perpendiculairement l'une par rapport à l'autre, et présentant un retard proportionnel au produit de la longueur du cristal par la biréfringence de ce dernier. Ainsi, en alignant successivement  $M$  cristaux de longueurs croissantes, il est possible de produire  $2^M$  répliques temporelles. Par conséquent, l'impact de la dispersion du milieu amplificateur, ainsi que des non-linéarités, doit être pris en compte lors du dimensionnement des cristaux à utiliser, qui peuvent eux aussi être sources de GVD. Les résultats présentés dans cette publication de 2007 ont été obtenus avec la mise en série de trois cristaux biréfringents. L'orientation de la polarisation des répliques temporelles par rapport aux axes neutres du cristal biréfringent a été ajustée entre chacun de ces derniers. Avec cette configuration, 8 répliques temporelles ont été produites. Elles ont été injectées dans un amplificateur ytterbium fibré. Après avoir traversées un rotateur de Faraday, elles ont été réfléchies et ont effectué le chemin inverse. Le double passage par le rotateur de Faraday intervertit les répliques : celles qui étaient confondues avec l'axe lent du dernier cristal rencontré lors de la division, sont dorénavant suivant l'axe rapide du premier cristal rencontré sur le chemin inverse. Ainsi, toutes les répliques se retrouvent synchrones et en phase après avoir traversé la série de cristaux biréfringents. Dans le cas où des cristaux biréfringents distincts sont utilisés pour la division et la combinaison, leurs dimensions doivent être identiques à une fraction près de la longueur d'onde. Dans le cas contraire, la recombinaison ne sera pas optimale. Lors de cette première expérience de principe, l'amplification en régime linéaire d'impulsions de 300 fs a été démontrée alors que pour une puissance initiale identique sans combinaison cohérente temporelle, une intégrale B de  $2\pi$  rad a été mesurée affectant la qualité de l'impulsion.

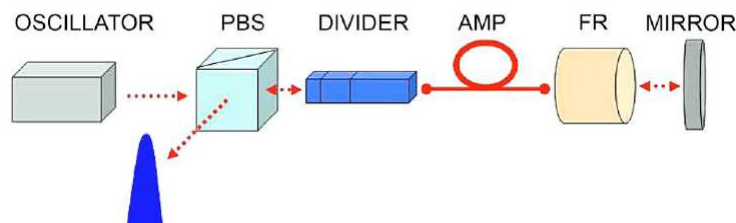


FIGURE I-20 : Schéma du dispositif expérimental de combinaison cohérente temporelle utilisant des cristaux biréfringents [53] (PBS : Polarizing Beam Splitter, AMP : fiber amplifieur, FR : Faraday Rotator).



L'emploi de cristaux  $\text{YVO}_4$  contraint ce système à une utilisation dans des architectures sans dérive de fréquence préalable. Leur faible longueur (20 mm au maximum), et les faibles valeurs linéiques de retards induits ( $\sim 1 \text{ ps}\cdot\text{mm}^{-1}$ ) ne permettent pas de séparer temporellement des impulsions de plus de quelques picosecondes. Toutefois, ils conviennent parfaitement pour fonctionner en régime d'amplification parabolique. Une démonstration de puissance a ainsi été réalisée en 2012 [10]. Le montage expérimental, représenté figure I-21, intégrait deux cristaux  $\text{YVO}_4$  à la suite desquels était implémenté un interféromètre de Sagnac. Avec cette configuration particulière, la puissance crête par impulsion était divisée par 8. Lorsque le dispositif était réglé de façon à obtenir l'énergie par impulsion la plus importante possible, des impulsions de 50 fs étaient mesurées après compression, à une cadence de 1 MHz. L'énergie atteignait alors  $3,1 \mu\text{J}$ , pour une intégrale B estimée à 20 rad. Une puissance crête record de 52 MW a ainsi été obtenue en régime parabolique. Cependant, la boucle de Sagnac n'étant pas parfaitement symétrique, l'efficacité de combinaison globale du dispositif atteignait dans ces conditions 80 %. Des impulsions parasites étaient visibles dans le faisceau en sortie de dispositif.

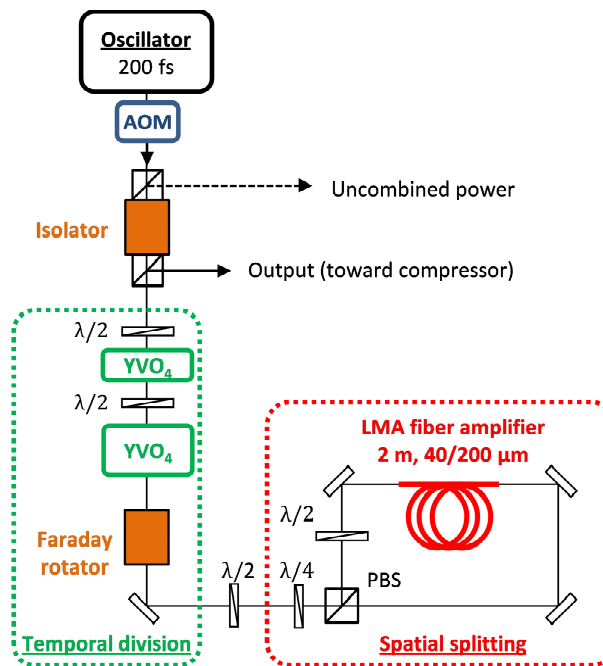


FIGURE I-21 : Schéma du dispositif expérimental de combinaison cohérente temporelle utilisant des cristaux biréfringents et un interféromètre de Sagnac (AOM : Acousto-Optic Modulator, PBS : Polarizing Beam Splitter, LMA : Large Mode Area) [10].

Afin de pouvoir appliquer la combinaison cohérente temporelle au régime d'amplification à dérive de fréquence, l'implémentation d'un dispositif fournissant des retards de l'ordre de la nanoseconde est indispensable. La solution adoptée par Y. Zaouter et al. consistait à remplacer dans la configuration précédente les cristaux biréfringents par des lignes à retard en espace libre [65]. Avec deux lignes à retard (soit 4 répliques temporelles), à la cadence de 4,8 MHz, le dispositif a permis d'extraire une puissance moyenne de 72 W avec une efficacité de combinaison de 90 %. La sommation cohérente imparfaite était due à une

différence des caractéristiques transverses entre les 4 répliques sur les composants combineurs. Les impulsions empruntant les lignes à retard lors de la recombinaison parcouraient des chemins en espace libre importants et de longueurs différentes, et se recouvraient donc dans les cristaux biréfringents avec des surfaces d'onde sensiblement différentes. Les aspects spatiaux constituaient alors un point faible du montage. D'autre part, lorsque les impulsions initiales étaient émises à une cadence inférieure (96 kHz), le gain était alors saturé et une différence d'intensité notable entre les différentes répliques était observée. Les effets non-linéaires subis par ces dernières étant différents, la phase induite par automodulation de phase variait d'une impulsion à l'autre. Une variation de l'indice de réfraction en fonction du niveau d'inversion de population (Kramers-Kronig) était également susceptible d'influer sur la différence de phase entre les répliques. L'efficacité de combinaison chutait alors à 80%. Le système a démontré tout de même l'obtention d'impulsions de 320 fs de durée, avec une puissance crête de 1 GW, pour une puissance moyenne de 42 W. Une modification de l'orientation des lames demi-onde en amont des lignes à retard autorisait une modulation de l'amplitude des répliques temporelles avant amplification et ainsi de diminuer les effets de saturation du gain sur l'efficacité de combinaison. Toutefois, cette évolution jouait également sur le système de combinaison passive inséré dans un dispositif à double passage.

Une étude menée sur la viabilité des systèmes de combinaison cohérente temporelle passifs a conclu que leur utilisation se restreint à des systèmes à faible extraction d'énergie sans quoi l'efficacité de combinaison est dégradée [67]. Pour une montée en énergie, il est alors nécessaire de s'orienter vers des dispositifs simple passage où les étapes de division et de combinaison sont distinctes. Un dispositif allant dans ce sens a ainsi été proposé et une démonstration expérimentale réalisée (figure I-22) [70].

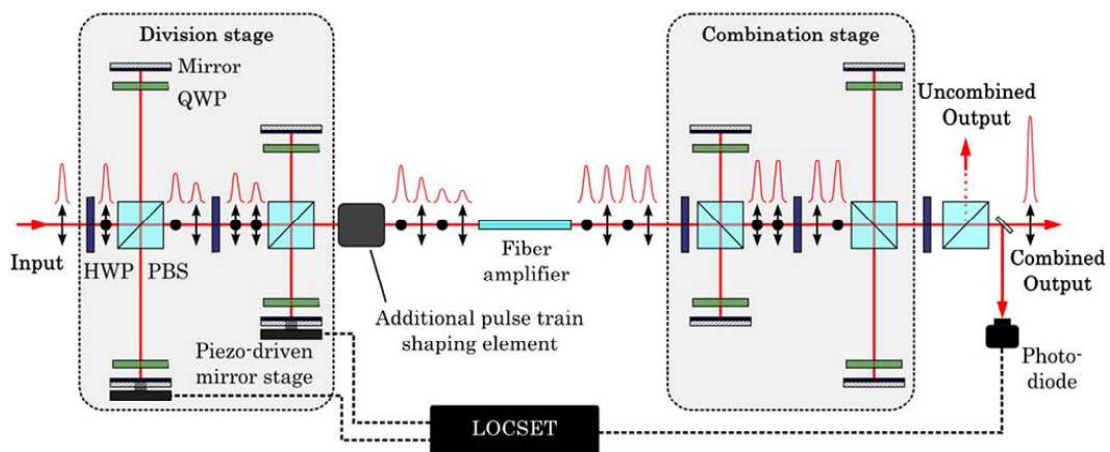


FIGURE I-22 : Représentation schématique de l'amplificateur de puissance basé sur la combinaison cohérente temporelle par voie active. Ce montage est alimenté par des impulsions étirées temporellement [70] (HWP : Half-Wave Plate, PBS : Polarizing Beam Splitter, QWP : Quater-Wave Plate).

Le dispositif amplificateur était basé sur un démultiplexage temporel à quatre répliques produites par deux lignes à retard. Pour la division temporelle, l'impulsion incidente, polarisée rectilignement, a été tout d'abord décomposée en deux répliques à l'aide d'une lame demi-onde associée à un cube séparateur de polarisation. Une deuxième ligne à retard semblable à la première, mais induisant un retard deux fois moindre, créait les quatre répliques souhaitées. En raison de la saturation du gain, les répliques temporelles en amont de l'amplificateur étaient ajustées en amplitude dans le but d'obtenir des amplitudes identiques en sortie. Pour cela, l'orientation des lames d'onde en amont des cubes séparateurs était telle que les deux répliques synthétisées par chaque ligne à retard ne présentaient pas la même amplitude, contrairement à celles du système de recombinaison en sortie du montage. Le total contrôle des amplitudes relatives des quatre impulsions injectées dans l'amplificateur de puissance a nécessité l'ajout d'un troisième modulateur d'amplitude. Celui-ci était constitué d'une ligne à retard de type Mach-Zehnder pour laquelle un facteur d'atténuation est appliqué sur les impulsions polarisées horizontalement. Les étages de division et de combinaison étant distincts, l'utilisation d'un asservissement était nécessaire pour assurer une parfaite recombinaison. La méthode LOCSET a ainsi été retenue afin de minimiser les différences de phase en asservissant le déplacement d'un miroir sur cale piézo-électrique intégré à chacune des lignes à retard de l'étape de division temporelle.

Pour déterminer l'efficacité de combinaison de ce dispositif, des impulsions femtosecondes, avec une énergie de 500  $\mu\text{J}$ , ont été étirées temporellement à 2 ns puis injectées dans le dispositif ci-dessus, à une cadence de 10 kHz. L'amplificateur de puissance était alors constitué d'une fibre « large pitch » de 1,2 m de long, avec un diamètre de cœur de 90  $\mu\text{m}$  (diamètre de mode = 75  $\mu\text{m}$ ). L'énergie totale extraite en sortie d'amplificateur par les quatre répliques atteignait alors au maximum environ 6,5 mJ, valeur inaccessible avec une seule impulsion de 2 ns sans voir apparaître le phénomène d'autofocalisation au sein de la fibre. La combinaison des répliques temporelles a cependant été réalisée pour un niveau énergétique moindre. L'efficacité de combinaison  $\eta$  atteinte était de 75 % et l'impulsion recombinaison possédait une énergie de 2,4 mJ. Cette valeur de  $\eta$ , inférieure à celles rencontrées jusque-là, peut s'expliquer par la sensibilité accrue aux non-linéarités, à fort niveau d'énergie. Comme précédemment, les variations de phase dues au couplage gain-phase ont joué un rôle sur les performances du système. Bien qu'elles aient eu une amplitude identique en sortie d'amplificateur (figure I-23 (a)), les différentes répliques n'ont pas subi le même gain au sein de l'amplificateur. La phase acquise, ainsi que le rétrécissement spectral par le gain, n'ont pas affecté les impulsions de manière identique. Une analyse des spectres des différentes répliques (non publiés) pourrait permettre de mieux évaluer l'homogénéité du train d'impulsions après amplification. À cadence plus élevée (30 kHz), le système délivrait une puissance moyenne de 37,5 W après combinaison et compression. L'efficacité de combinaison restait alors inchangée. Les impulsions avaient alors une énergie de 1,25 mJ et une durée de 380 fs. Ces performances ont permis d'atteindre des puissances crêtes proches des 3 GW, avec un profil d'impulsion ne présentant pas de répliques parasites (figure I-23 (b)).

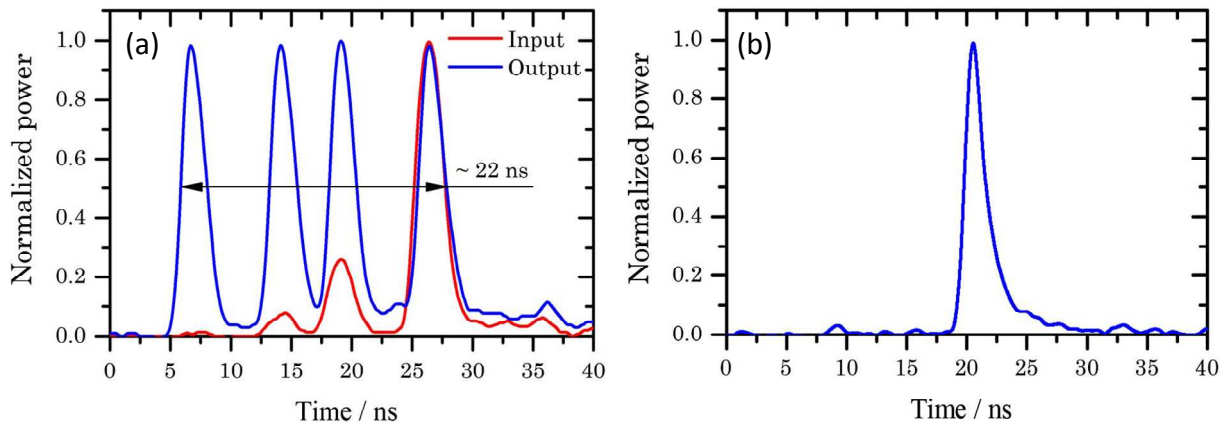


FIGURE I-23 : (a) Train d'impulsions en amont et en aval de l'amplificateur de puissance, (b) Impulsion recombinaison représentée sur un domaine temporel large démontrant l'absence de répliques parasites [70].

Comme nous avons pu le voir au travers de ce paragraphe, la combinaison cohérente temporelle fut tout d'abord mise en œuvre avec des approches passives. La configuration double passage, choisie pour la majorité des expériences publiées, constitue une solution intéressante pour la combinaison cohérente des répliques temporelles. Son application aux impulsions temporellement étirées nécessite toutefois l'intégration de lignes à retard en espace libre dans le dispositif, ce qui réduit l'intérêt d'une telle configuration à cause de la sensibilité de l'efficacité de combinaison aux caractéristiques spatiales des faisceaux élémentaires dans les systèmes de division et de combinaison. Nous avons pu voir également que la saturation du gain, rencontrée lors d'une montée en énergie, est source de différence de phase et d'intensité entre les répliques temporelles, nuisant aux performances de cette technique. Malgré les solutions proposées pour contrecarrer cet effet exploitant des techniques actives de contrôle de la phase, on se rend compte qu'il est difficile d'obtenir des répliques temporelles de même intensité ayant des phases spectrales parfaitement identiques. Toutefois, la combinaison cohérente temporelle est une technique récente, encore sujette à de nouveaux développements, comparativement à la combinaison cohérente spatiale qui profite de l'expérience en régime continu.

### I.2.3 Origines de l'amplification par division et combinaison cohérente spectrale

À travers les paragraphes précédents, il apparaît clairement que la largeur du spectre des impulsions femtosecondes rend leur amplification difficile à forte puissance moyenne. La technique d'amplification par division et combinaison cohérente spectrale, qui constitue le cœur de ce manuscrit, propose une réponse à cette problématique. Avant de la décrire dans le détail, il est nécessaire de comprendre ses origines, et comment les travaux passés ont permis d'aboutir à la proposition d'un tel schéma pour l'amplification de puissance d'impulsions brèves ultra-courtes par fibre optique.

Avant le développement de fibres optiques amplificatrices, un premier schéma d'amplification spectralement profilée a été proposé par I. P. Christov [6]. Il avait pour

fonction de limiter le phénomène de rétrécissement spectral par le gain, déjà observé lors de l'amplification multipassage d'impulsions femtosecondes réalisée avec d'autres types de milieux à gain que les fibres. La configuration utilisée alors est schématisée sur la figure I-24 [6]. Le dispositif proposé était un montage 4-f parfaitement symétrique intégrant le milieu amplificateur en son milieu. Le spectroscopie formé affichait ainsi le spectre du faisceau incident dans le milieu amplificateur. Le rétrécissement spectral par le gain peut ainsi être limité par une gestion transverse du faisceau pompe dans le plan du milieu à gain.

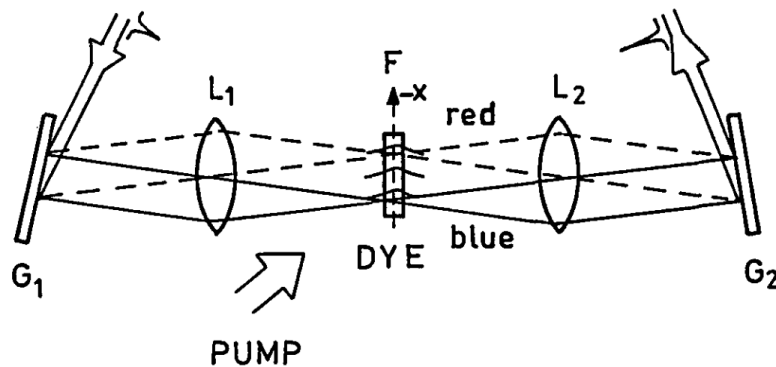


FIGURE I-24 : Schéma de principe de l'amplification spectralement profilée d'impulsions ultra-brèves proposé par I. P. Christov [6].

Dans ce cas de figure, le spectre est affiché dans un même milieu amplificateur monobloc. Plusieurs résultats basés sur ce principe d'amplification ont été obtenus depuis avec différents cristaux lasers (Ti:Sa, Yb:KYW) et différents éléments dispersifs (prismes) [78]–[80]. Le défaut quantique élevé et la mauvaise conductivité thermique de ces milieux amplificateurs constituent toutefois un frein pour une montée en puissance moyenne.

Une autre solution pour produire des impulsions ultra-brèves à large bande spectrale consiste à sommer de façon cohérente de multiples impulsions aux bandes spectrales juxtaposées émises par autant de lasers différents. Le spectre élargi permet alors d'atteindre des durées d'impulsions inférieures à celles obtenues avec un seul de ces lasers. Différents travaux confirment la faisabilité de cette approche [81], [82]. Ainsi, la combinaison cohérente de deux impulsions de 330 fs, avec des spectres de 4 nm de large (FWHM : Full Width at Half Maximum) décentrés l'un par rapport à l'autre d'environ 6 nm (longueur d'onde moyenne : 775 nm), a permis la synthèse d'une impulsion de 190 fs, avec un spectre deux fois plus large que ceux des impulsions sources [82].

L'approche qui a été proposée par l'institut de recherche XLIM dès 2007 pour la montée en puissance des amplificateurs femtosecondes s'inspire de ces travaux. La stratégie innovante consiste à découper périodiquement la bande spectrale des impulsions avant d'amplifier chacun de ces canaux spectraux dans des guides indépendants. Une étape de sommation en longueurs d'onde associée à un contrôle fin du synchronisme (en temps de groupe et phase) des impulsions en sortie des amplificateurs doit permettre de reconstituer l'impulsion brève après amplification. Cette approche repose sur trois éléments clefs.

L'utilisation de fibres optiques adaptées permet d'extraire des puissances moyennes importantes, avec une énergie par impulsion pouvant atteindre jusqu'à quelques millijoules. D'autre part, la combinaison cohérente d'impulsions permet de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Enfin, la gestion spatiale du spectre à amplifier doit permettre de s'affranchir du rétrécissement de la bande par le gain qui n'a jusqu'à maintenant pas été abordé dans les dispositifs d'amplification par combinaison cohérente fibrés proposés pour le régime femtoseconde. Cette approche inédite, qui a fait l'objet d'un dépôt de brevet CNRS en 2010 par l'équipe de recherche que j'ai intégrée il y a trois ans, constitue le point central de mes travaux de thèse [83]. Dans les deux prochains chapitres, le principe, la conception, ainsi que les avantages du montage amplificateur, vont être précisés et des validations de principe expérimentales seront présentées. En restreignant l'histogramme présenté en début de deuxième partie (figure I-10) de ce chapitre au cas de la combinaison cohérente spectrale fibrée, on notera que ce sujet était encore vierge au commencement de mes travaux de thèse.

## Conclusion

Au cours de ce premier chapitre, les différentes notions relatives à l'amplification fibrée d'impulsions brèves large-bande ont été introduites. Ainsi, l'étude du dimensionnement des fibres optiques, et les phénomènes physiques mis en jeu, ont permis d'aborder les différentes configurations, les performances, ainsi que les limitations des amplificateurs à fibre actuellement utilisés. Leur évolution vers des dispositifs à multiples amplificateurs et mettant en jeu la combinaison cohérente apparaît comme un moyen possible pour atteindre les performances les plus élevées. Les différentes techniques de combinaison cohérente élaborées à ce jour ont réussi à dépasser certaines limites imposées par les non-linéarités et liées à l'utilisation d'un seul amplificateur, ou d'une chaîne d'amplificateurs, notamment en termes d'énergie et de puissance crête. Toutefois, la phase spectrale non-linéaire acquise par les impulsions participe, avec les limitations induites par le gain des amplificateurs (évolution dynamique du gain, rétrécissement spectral par le gain, couplage gain/phase, ...), à une limitation des performances énergétiques. Dans les prochains chapitres, la combinaison cohérente spectrale, qui constitue une nouvelle voie à explorer pour la montée en puissance des sources femtosecondes, va être développée au travers de son architecture, mais également par les expériences de principe réalisées. Son évolution et son dimensionnement pour la mise en phase d'un grand nombre de voies, seront également discutés.

	Amplification linéaire		CCS	DPA	
	FCPA	Parabolique	FCPA	FCPA	Parabolique
<b>Durée</b>	480 fs [2]	48 fs [4]	250 fs [59]	320 fs [65]	50 fs [10]
<b>P<sub>m</sub></b>	830 W [3]	18 W [4]	530 W [39]	77 W [65]	7 W [10]
<b>Energie</b>	2,2 mJ [2]	1,25 μJ [46]	3 mJ [29]	2,4 mJ [70]	3,1 μJ [10]
<b>P<sub>c</sub></b>	3,8 GW [2]	16 MW [46]	5,4 GW [29]	3 GW [70]	52 MW [10]

FIGURE I-25 : Tableau récapitulatif des performances atteintes pour l'amplification fibrée d'impulsions femtosecondes suivant l'architecture et le régime d'amplification choisis (CCS : Combinaison Cohérente Spatiale, DPA : Divided Pulse Amplification, FCPA : Fiber Chirped Pulse Amplification, P<sub>m</sub> : Puissance moyenne, P<sub>c</sub> : Puissance crête).

## **Chapitre II**

# **Amplification et synthèse d'impulsions brèves à profil temporel contrôlé : nouvelle approche**

Dans le chapitre précédent, les différentes techniques de combinaison cohérente développées jusqu'à ce jour pour obtenir des impulsions femtosecondes énergétiques avec des amplificateurs à fibre ont été décrites. Principalement deux approches ont fait l'objet d'une attention particulière. L'une réalise un découpage spatial de l'impulsion avant amplification dans un réseau de fibres alors que l'autre effectue cette opération dans le domaine temporel avec amplification des répliques créées dans une unique fibre. L'approche développée dans le chapitre 2 transpose la division dans le domaine spectral. On parle alors de combinaison cohérente spectrale. Son principe de fonctionnement sera décrit avant de discuter des différentes architectures adaptées à cette stratégie de combinaison. La configuration retenue dans le cadre de mon projet de thèse sera alors présentée. Pour cette architecture, les fonctions de découpage spectral et de recombinaison cohérente seront analysées afin de mettre en évidence les paramètres importants du système pour son dimensionnement. Par la suite, les différentes sources de déphasage entre les canaux spectraux, ainsi que leur compensation, seront évaluées. Pour finir, une démonstration réalisée sans étage amplificateur sera présentée afin de valider le principe de la combinaison cohérente spectrale.

## **II.1 Combinaison cohérente spectrale**

### **II.1.1 Principe de la combinaison cohérente spectrale**

Comme il l'a été précisé à la fin du chapitre précédent, l'amplification par division et combinaison cohérente spectrale doit minimiser les effets non-linéaires lors de l'amplification, mais elle doit aussi réduire la dépendance des caractéristiques spectrales vis-à-vis du gain. Le principe de l'amplification d'impulsions brèves par combinaison cohérente spectrale est illustré sur le schéma bloc de la figure II-1.



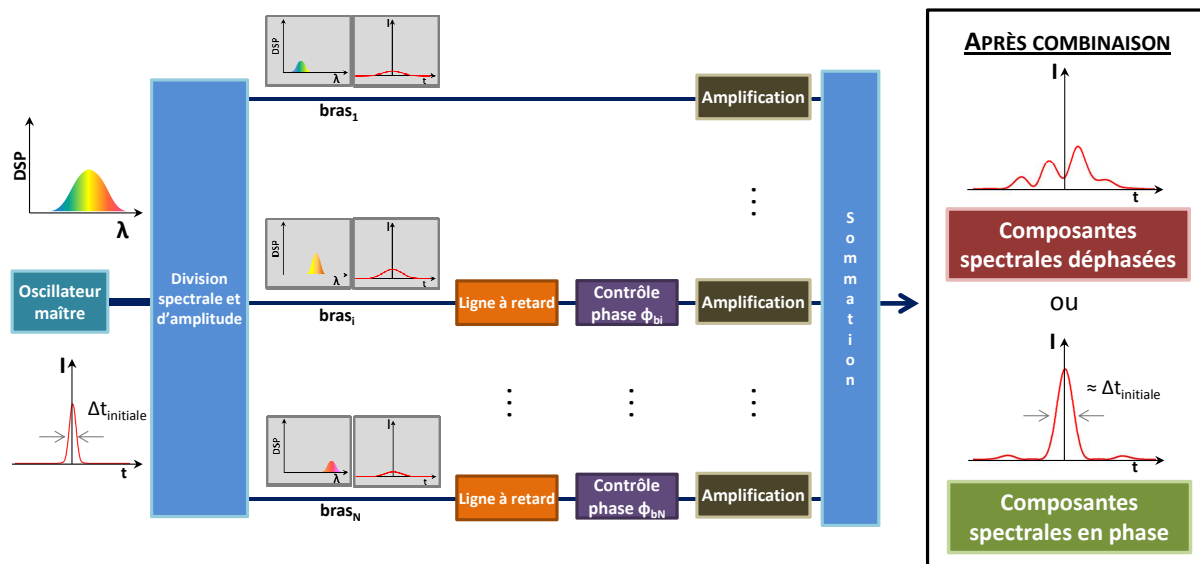


FIGURE II-1 : Schéma de principe de la combinaison cohérente spectrale appliquée à l'amplification d'impulsions femtosecondes.

Un oscillateur délivre des impulsions femtosecondes en limite de Fourier présentant une durée  $\Delta t_{\text{initiale}}$ . Celles-ci sont alors découpées en  $N$  bandes spectrales élémentaires (module Division spectrale et d'amplitude sur le schéma de la figure II-1). Ces bandes spectrales sont injectées dans autant de bras amplificateurs placés en parallèle ( $\text{bras}_i$ ). Ainsi,  $N$  bandes distinctes du spectre initial, donc  $N$  fois moins larges que ce dernier, sont réparties sur  $N$  voies amplificatrices. La division spatiale, comme dans le cas de la combinaison cohérente spatiale, permet ainsi de diminuer l'énergie de l'impulsion propagée dans un guide élémentaire d'un facteur  $N$ . Le découpage spectral réalisé induit quant à lui un allongement temporel de l'impulsion élémentaire se propageant dans un guide d'un même facteur  $N$ . Dans le cas où les  $N$  densités spectrales d'énergie élémentaires sont identiques, la puissance crête des impulsions élémentaires est alors divisée par  $N^2$  par rapport à celle de l'impulsion émise par l'oscillateur maître. Sur chaque bras du dispositif est intégré une ligne à retard, un modulateur de phase, et un étage amplificateur. Enfin, un module de recombinaison (sommation spectrale), symétrique au découpage d'entrée, réalise la reconstruction (synthèse) de l'impulsion amplifiée concaténant l'ensemble des canaux spectraux en un seul faisceau de sortie. Les profils temporel et spectral de l'impulsion reconstruite dépendent de nombreux paramètres détaillés par la suite, dont les phases relatives et différences de temps de groupe entre impulsions élémentaires qui sont respectivement gérées par les modulateurs de phase et les lignes à retard du système.

Les avantages de l'amplification par division et combinaison cohérente spectrale sont multiples. D'une part, elle peut diminuer la puissance crête des impulsions élémentaires dans chaque voie amplificatrice d'un facteur  $N^2$  par rapport à l'impulsion initiale, là où les techniques de combinaison cohérente spatiale et temporelle ne la divisent que d'un facteur  $N$ . On rappelle que  $N$  représente ici le nombre de voies amplificatrices parallèles. Le seuil d'apparition des non-linéarités est donc d'autant plus élevé dans cette configuration. De plus,

l'utilisation d'amplificateurs placés en parallèle évite les problèmes liés à l'évolution dynamique du gain observable dans le cadre de la combinaison temporelle, responsable d'une mauvaise efficacité de combinaison. L'atout majeur de la combinaison cohérente spectrale vis-à-vis des autres approches réside cependant dans le fait que les composantes spectrales de l'impulsion initiale peuvent être gérées de façon indépendante. Autrement dit, ce dispositif d'amplification peut assurer un gain identique à chaque composante spectrale (bande spectrale élémentaire) et donc minimiser voir annuler le rétrécissement spectral par le gain, qui constitue un facteur limitant pour l'obtention d'impulsions courtes à fort niveau de gain. La combinaison cohérente spectrale et la compression non linéaire sont à ce jour les seules configurations qui peuvent s'affranchir de ce phénomène.

La gestion de la phase spectrale est un point essentiel pour obtenir les impulsions les plus brèves. La figure II-2 compare cette gestion (jusqu'à l'ordre 2 de la phase) entre les trois types de combinaison cohérente : spatiale, temporelle, et spectrale. Dans le cas des combinaisons spatiale et temporelle, la différence de phase entre canaux d'amplification affecte de manière identique l'ensemble du spectre de l'impulsion source. La synthèse d'impulsions proches de la limite de Fourier n'est alors possible qu'après la mise en phase des différentes répliques (phase d'ordres 0 et 1), à l'aide de modulateurs de phase et de lignes à retard, et la compensation de la phase spectrale d'ordre 2, à l'aide de lignes dispersives (cas où les différentes répliques ont accumulé la même phase d'ordre 2).

A contrario, le spectre source est discrétisé dans le cas de la combinaison cohérente spectrale. La différence de phase est alors entre les bandes spectrales élémentaires contenues dans chacun des guides. Leur mise en phase dépend alors des mêmes termes que pour la combinaison cohérente spatiale et temporelle (ordre 0 et 1 de la phase spectrale). Pour une configuration où la bande spectrale par canal est suffisamment étroite pour atteindre des longueurs de dispersion et non-linéaire très supérieures à la longueur de fibre mise en jeu, la phase spectrale d'ordre 2 ( $\phi_2$ ) acquise par chaque impulsion peut être négligeable. Ainsi, l'introduction de lignes dispersives n'est pas nécessaire pour obtenir des impulsions ultra-brèves en limite de Fourier. L'emploi d'un nombre suffisant d'amplificateurs placés en parallèle est alors indispensable pour se placer dans ce cas de figure.

La combinaison cohérente spectrale peut également être utilisée pour l'amplification fibrée à dérive de fréquence afin d'atteindre des facteurs d'étirement plus importants. La solution consiste à ajouter un étireur en amont du découpage spectral qui joue alors seulement le rôle d'aiguillage comme dans le cas de la combinaison cohérente spatiale. Les impulsions dans chacune des voies auront une durée imposée par l'allongement temporel induit par l'étireur couplé au découpage spectral. L'impact du rétrécissement spectral par le gain sera réduit car l'amplification sera toujours gérée par bande spectrale étroites et distinctes. Pour compléter le dispositif, un compresseur doit être implémenté après le module de recombinaison spectrale cohérente.

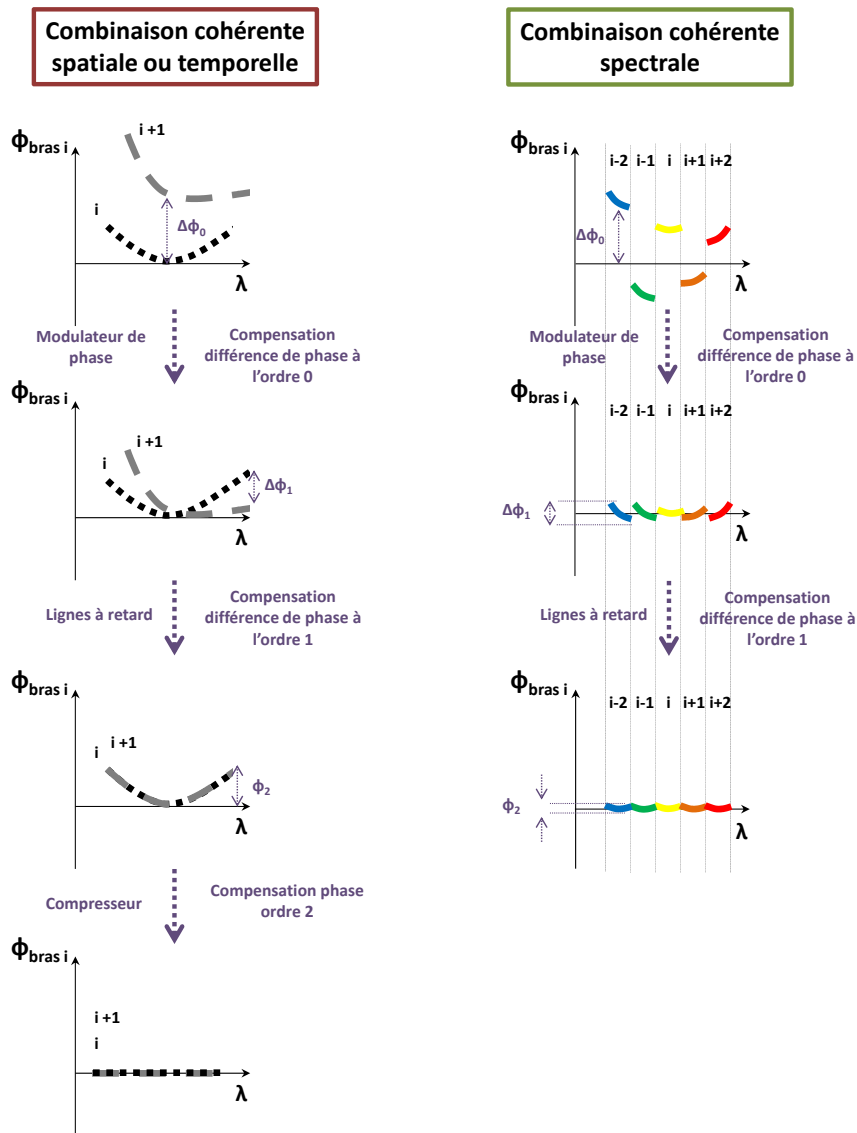


FIGURE II-2 : Gestion de la phase spectrale dans le cadre de la combinaison cohérente spatiale, temporelle (exemple à 2 bras :  $i$  et  $i+1$ ), et spectrale (exemple à 5 bras :  $i-2$  à  $i+2$ ). On considère ici que les différents bras ont accumulé la même phase d'ordre 2.

## II.1.2 Module d'amplification parallèle

A l'instar des configurations d'amplification développées pour la combinaison cohérente spatiale, l'amplification par division et combinaison cohérente spectrale telle qu'elle a été présentée précédemment doit intégrer un réseau de guides amplificateurs disposés en parallèle. Ces guides peuvent être soit des fibres indépendantes, soit une fibre unique à cœurs multiples non couplés afin de conserver l'intégrité du découpage spectral réalisé.

L'intérêt de la fibre multicœur réside dans le fait que les relations de phase entre les cœurs évoluent peu et lentement dans un environnement non protégé. Cette observation a pu être faite en régime continu [84]. En effet, comme les différents cœurs partagent le même

environnement (cœurs séparés de seulement quelques micromètres), ceux-ci subissent les mêmes perturbations thermiques, acoustiques, et mécaniques. Par conséquent, les déphasages induits ont une dynamique beaucoup plus lente et une amplitude beaucoup plus faible que celles obtenues avec des fibres optiques distinctes. Cela ne dispense pas d'un système de correction de phase, mais les contraintes sur le dispositif d'asservissement sont relâchées. Par nature, la fibre à cœurs multiples a des guides de longueurs physiques identiques ce qui minimise également les différences de temps de groupe que peuvent subir les impulsions se propageant dans les différents canaux. Cependant, cette égalité des chemins optiques n'est jamais parfaitement respectée car la plupart du temps il existe une différence d'indice effectif entre les cœurs d'une même fibre multicœur. La différence de chemin optique entre les différents cœurs d'une même fibre est toutefois beaucoup plus limitée qu'entre ceux de fibres indépendantes. La fibre multicœur est donc un moyen compact de gérer plusieurs guides amplificateurs indépendants présentant une relation de phase lentement variable entre eux.

### II.1.3 Modules de découpage spectral et combinaison

Plusieurs composants optiques présentant une transmission dépendante de la longueur d'onde sont envisageables pour réaliser le découpage spectral. Les filtres optiques diélectriques sont des composants qui répondent aux besoins exprimés ici. Ainsi, des miroirs dichroïques ont été utilisés pour réaliser la combinaison spectrale dans une publication de 2013 [66]. Bien que ces derniers soient parfaitement adaptés à une configuration pour laquelle les amplificateurs sont indépendants, leur utilisation avec une fibre multicœur paraît toutefois plus difficile à mettre en œuvre, en raison notamment de l'encombrement des filtres standards par rapport à l'entraxe de très petite dimension entre les cœurs (quelques dizaines de micromètres), et donc entre les voies spectrales du dispositif de combinaison.

Des composants optiques réalisant une dispersion spatiale fonction de la longueur d'onde peuvent également convenir pour l'amplification par découpage et combinaison cohérente spectrale. Parmi eux, on trouve les réseaux de Bragg ou les prismes. Bien que ces éléments puissent convenir pour l'étape de découpage spectral, leur caractère massif limite leur emploi lors d'une montée en puissance. La puissance crête des impulsions en sortie d'amplificateur pouvant atteindre un niveau proche ou dépassant les 4 MW, ce type de composant, potentiellement composé à partir de silice, est donc à proscrire lors de la sommation des voies pour éviter des effets d'autofocalisation. Les réseaux de Bragg fibrés sont régis par les mêmes limitations. L'utilisation de spectroscopes à base de réseaux plans de diffraction est une solution viable. C'est celle qui fut proposée par I. P. Christov pour l'amplification distribuée d'impulsions femtosecondes, comme nous avons pu le voir dans le chapitre précédent [6]. Avec ce type de système, il est possible d'afficher le spectre de l'impulsion incidente sur les faces d'entrée des amplificateurs fibrés qui devront respecter un arrangement linéaire en accord avec la ligne de dispersion. En gérant la dispersion et le pouvoir de résolution du spectromètre, l'espacement spectral entre deux canaux successifs, ainsi que la bande spectrale injectée dans chacun d'eux, peuvent être contrôlés. Ce type de découpage spectral est applicable à des fibres indépendantes, comme à une fibre multicœur. L'utilisation de matrices de microlentilles sera dans tous les cas nécessaire afin de maximiser

l'injection du signal, qui est continuellement dispersé, dans les cœurs des fibres qui sont distants les uns des autres par rapport à leur diamètre (faible taux de remplissage) (figure II-3). Après amplification, les faisceaux parallèles transportant des composantes spectrales différentes peuvent être superposés à l'aide du même spectroscopie pour produire un faisceau unique.

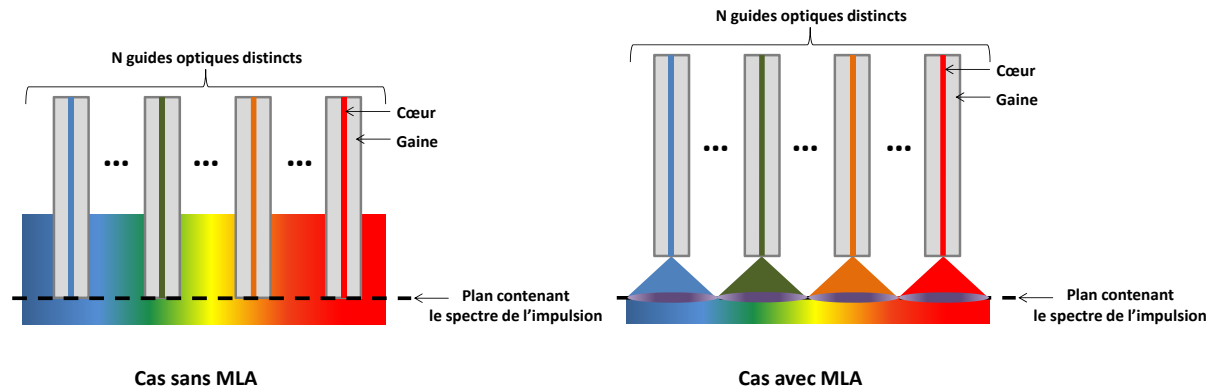


FIGURE II-3 : Schéma de principe montrant l'intérêt des matrices de microlentilles (MLA) lorsque la division/composition spectrale est réalisée à l'aide d'un spectroscopie.

Un module de combinaison basé sur l'utilisation d'un spectroscopie à réseaux permet une superposition spatio/angularaire parfaite des longueurs d'onde centrales des bandes spectrales élémentaires. Toutefois, ce type de combinaison amène une divergence supplémentaire liée à l'étendue de chaque bande spectrale élémentaire. Cet aspect sera mis en évidence dans la suite de ce chapitre (partie II.2).

## II.1.4 Architecture retenue

La fibre amplificatrice à cœurs multiples a été choisie pour étudier le principe de fonctionnement de la combinaison cohérente spectrale. Ce choix est essentiellement lié au fait que les contraintes sur le système d'asservissement s'en trouvent relâchées. Un pompage cœur a été réalisé pour chacun des cœurs dopés de la fibre. Ce choix, par rapport à un pompage gaine, nous laisse la liberté de pouvoir contrôler le gain de chacune des voies amplificatrices indépendamment les unes des autres. Bien qu'utilisant une fibre multicœur, nous conservons le même degré de liberté sur la gestion indépendante du niveau de pompage des voies amplificatrices, comme dans une configuration à multiples fibres actives. La contrepartie est que la puissance de pompage ne pourra être élevée ( $< 500$  mW par voie).

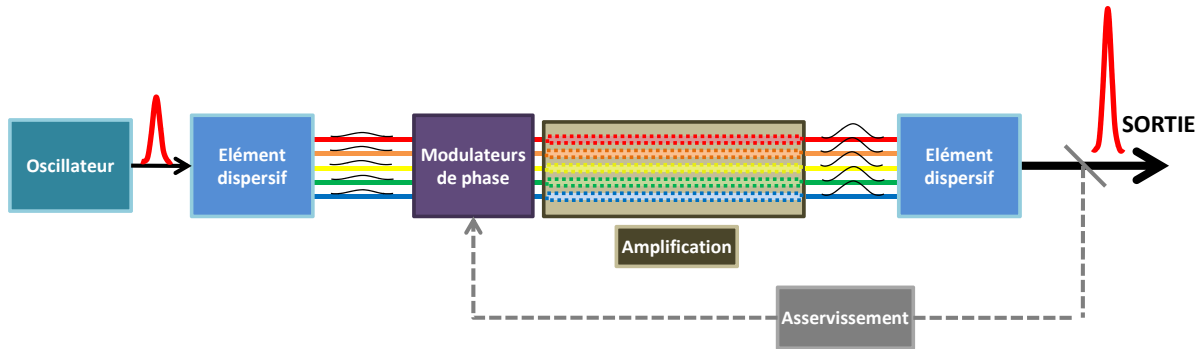


FIGURE II-4 : Architecture retenue pour une démonstration de principe d'amplification par division et combinaison cohérente spectrale.

L'architecture retenue ici (figure II-4) met en jeu des spectroscopes à réseau afin de réaliser le découpage et la combinaison spectrale. Les modulateurs de phase jouent spatialement sur la phase spectrale d'ordre zéro des différents canaux. Ceci est rendu possible en plaçant des modulateurs spatiaux dans le plan de sortie du spectroscopie. Un système imageur relaiera ce plan là sur la face d'entrée de la fibre multicœur. Des modulateurs spatiaux sont ici préférés aux composants fibrés afin de conserver l'immunité du montage aux perturbations environnementales. La configuration choisie pour cette architecture n'intègre pas, à ce stade du développement, de lignes à retard nécessaires pour compenser les différences de temps de groupe éventuelles.

## II.2 Système de division et de sommation spectrales des impulsions femtosecondes : dimensionnement

Au cours de ce paragraphe, le dimensionnement des dispositifs utilisés pour le découpage spectral et la sommation des bandes spectrales est abordé. Il sera ainsi démontré qu'une attention particulière doit être apportée à ce dernier afin d'optimiser les caractéristiques spatiale et temporelle des impulsions recombinaées.

La dispersion induite par un réseau de diffraction étant suivant une seule direction de l'espace, une disposition linéaire des cœurs de la fibre multicœur s'impose dans ces conditions. Malgré tout, différentes solutions sont envisageables pour redistribuer le spectre source selon deux dimensions. Une solution couplant un dispositif semblable à un interféromètre de Fabry-Pérot (matrice d'images virtuelles en phase) à un réseau de diffraction a déjà été développée pour une bande spectrale autour de 1530 nm, permettant de décomposer en deux dimensions le spectre source en 41 bandes spectrales de 14 pm de large, espacées de 40 pm [85]. Des composants, soit monolithiques (guides photo-inscrits dans le volume par laser femtoseconde), soit basés sur l'utilisation d'un « fagot », ou « bundle », de fibres optiques sont également disponibles. Ces composants ont des répartitions de leurs entrées et de leurs sorties qui peuvent être différentes. On peut donc envisager de redistribuer le signal 1D en entrée du composant (signal dispersé), selon un arrangement 2D en sortie en accord par exemple avec la distribution hexagonale des guides d'une fibre multicœur [86]. Dans le cadre de notre étude, une distribution périodique et linéaire des cœurs a été utilisée afin de limiter la complexité du système nécessitant l'ajout de composants d'adaptation.

### II.2.1 Impact du taux de remplissage spectral sur l'allure temporelle de l'impulsion recombinaée

Lorsque le champ proche est formé par un arrangement périodique de faisceaux amplifiés, la combinaison cohérente spatiale produit un champ lointain structuré dont le poids des lobes de réseau s'accroît avec la diminution du taux de remplissage de la matrice de faisceaux en champ proche. Ces lobes de réseau sont également présents autour de l'impulsion principale lorsqu'on s'intéresse à la combinaison cohérente spectrale. On peut aussi définir un taux de remplissage, spectral cette fois, qui est le rapport entre  $\delta\lambda_{\text{cœur}}$  la largeur des bandes spectrales à mi-hauteur en intensité obtenues après découpage spectral et amplification et  $\Delta\lambda$  l'écart spectral entre deux bandes successives. Pour une largeur donnée de spectre, deux exemples de densités spectrales de puissance collectées par une fibre à cinq cœurs sont montrés sur la figure II-5 (a), calculés avec des rapports  $\delta\lambda_{\text{cœur}}/\Delta\lambda$  différents. Les profils temporels correspondants, calculés à partir de ces spectres uniphases, sont montrés figure II-5 (b). La modulation du spectre entraîne l'émergence d'impulsions parasites dans le domaine temporel. Plus le taux de remplissage spectral  $\delta\lambda_{\text{cœur}}/\Delta\lambda$  est proche de un, plus l'énergie contenue dans l'impulsion principale est élevée, situation la plus favorable. A contrario, plus faible est le taux de remplissage, plus les répliques temporelles seront

prépondérantes autour de l'impulsion principale. Pour optimiser les caractéristiques temporelles de l'impulsion, il convient donc d'avoir un taux de remplissage spectral proche de 1, soit  $\delta\lambda_{\text{cœur}} \approx \Delta\lambda$ . Dans le prochain paragraphe, les moyens d'accéder à ce fort taux de remplissage spectral sont déclinés.

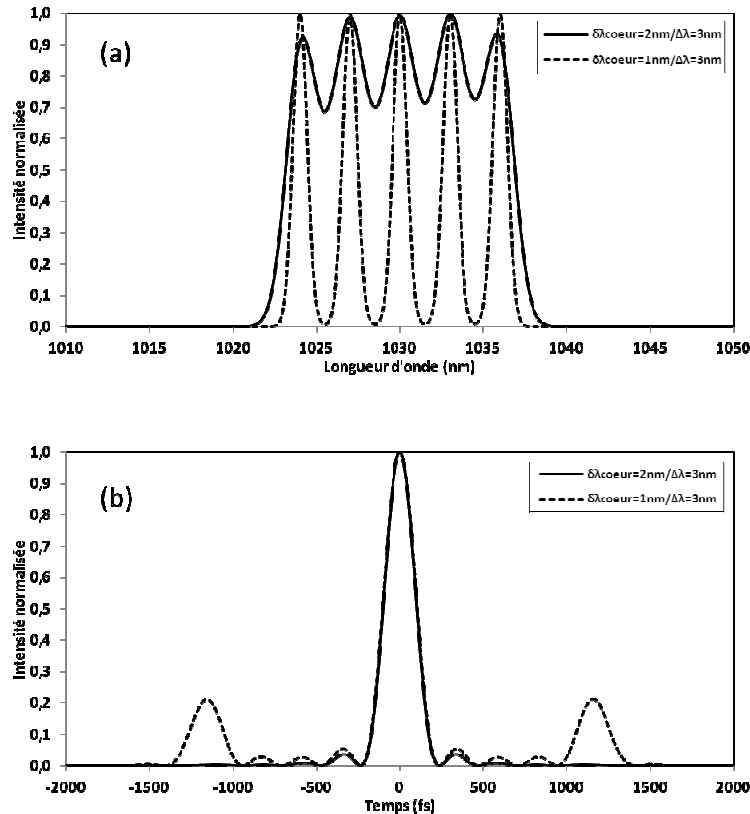


FIGURE II-5 : (a) Exemples de densités spectrales de puissance calculées pour 2 rapports  $\delta\lambda_{\text{cœur}}/\Delta\lambda$  différents et (b) profils temporels normalisés correspondants.

## II.2.2 Choix de la résolution des spectroscopes

Ce paragraphe présente les règles de dimensionnement du spectroscopie d'entrée (dispersion et résolution, injection dans les guides) pour coupler au mieux le spectre et l'énergie de l'impulsion source dans le réseau de guides. Les caractéristiques du spectroscopie de sortie sont également discutées en vue de combiner au mieux les différentes bandes spectrales et limiter leur dispersion après recombinaison.

La figure II-6 représente l'architecture type du spectroscopie d'entrée. Le spectre affiché dans le plan focal image de la lentille du spectroscopie d'entrée est aiguillé vers les cœurs par un réseau de microlentilles. Lorsque le taux de remplissage de la matrice est proche de 1, le taux de remplissage spectral l'est aussi, et cela indépendamment de la résolution du spectroscopie. Dans la suite de ce paragraphe, nous considérerons pour simplifier ce cas optimal où les microlentilles sont jointives.



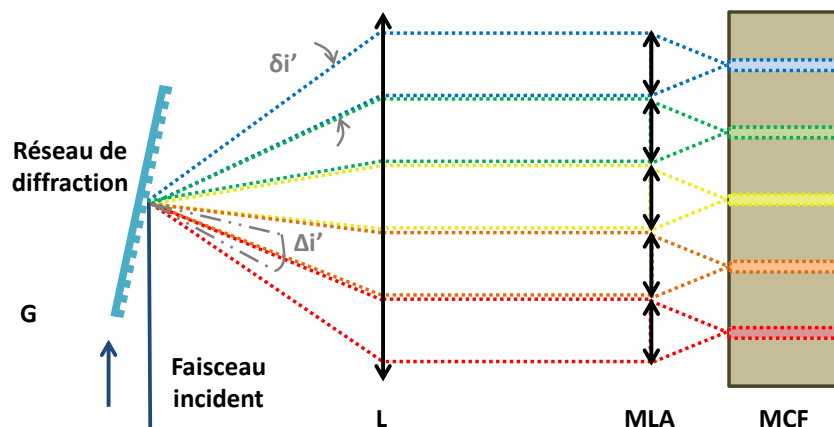


FIGURE II-6 : Schéma de principe du spectroscopie d'entrée constitué d'un réseau de diffraction G avec un pas  $p$ , et d'une lentille convergente L de focale  $f'$ . L'angle  $\Delta i'$  correspond à la dispersion angulaire introduite par le spectroscopie, tandis que l'angle  $\delta i'$  correspond à l'étalement angulaire du plus petit élément résolu (G : Grating, L : Lentille, MLA : MicroLens Array, MCF : MultiCore Fiber).

La dispersion angulaire  $\Delta i'$  introduite par le spectroscopie (figure II-6) est calculée pour que le spectre de l'impulsion source de largeur  $\Delta \lambda_s$  couvre le réseau de N guides, ce qui s'écrit :

$$\cos(i')\Delta i' = \frac{\Delta \lambda_s}{Np} \quad (\text{II.1})$$

avec  $p$  le pas du réseau. Le taux de remplissage de la matrice de microlentilles étant de 1, la dispersion  $\Delta i'$  correspond à un étalement spatial  $\Delta x = f'\Delta i'$  équivalent au diamètre d'une microlentille ( $\phi_{\mu L}$ ). La relation précédente peut alors être mise sous la forme :

$$\phi_{\mu L} = \frac{f'\Delta \lambda}{p \cos(i')} \quad (\text{II.2})$$

avec  $\Delta \lambda = \frac{\Delta \lambda_s}{N}$ .

Pour maximiser le taux de couplage dans la fibre, il faut également adapter la dimension du faisceau selon la direction perpendiculaire à la ligne de dispersion à celle de la taille du mode des cœurs. Pour ce faire, le diamètre du faisceau illuminant les microlentilles doit être proche du diamètre de celles-ci :

$$\phi_{\mu L} \approx \frac{4\lambda f'}{\pi\phi} \quad (\text{II.3})$$

L'ajustement de la dispersion selon la direction parallèle au réseau de cœurs et de l'étalement angulaire dû à la diffraction suivant la direction orthogonale conduit à la relation :

$$\frac{f' \Delta \lambda}{p \cos(i')} = \frac{4 \lambda f'}{\pi \phi} \quad (\text{II.4})$$

soit :

$$\phi = \frac{4 \lambda p \cos(i')}{\pi \Delta \lambda} \quad (\text{II.5})$$

Ce diamètre intervient également dans la valeur du pouvoir de résolution du spectroscope,  $R$ , qui s'écrit :

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = \frac{\phi}{p \cos(i)} = k \cdot N_R \quad (\text{II.6})$$

avec  $\delta \lambda$  la largeur à mi-hauteur du plus petit élément spectral résolu,  $p$  le pas du réseau,  $i$  l'angle d'incidence du faisceau par rapport à la normale au réseau,  $k$  l'ordre de diffraction mis en jeu, et  $N_R$  le nombre de traits éclairés sur le réseau. La valeur de  $\phi$  pour une résolution donnée est alors égale à :

$$\phi = \frac{\lambda p \cos(i)}{\delta \lambda} \quad (\text{II.7})$$

En égalisant les équations II.5 et II.7, on définit le rapport  $\delta \lambda / \Delta \lambda$  qui compare la résolution du spectroscope à l'écart spectral entre canaux :

$$\frac{\delta \lambda}{\Delta \lambda} = \frac{\pi \cos(i)}{4 \cos(i')} \quad (\text{II.8})$$

Lorsque le réseau de diffraction fonctionne sur l'ordre 1, cette relation devient :

$$\frac{\delta \lambda}{\Delta \lambda} = \frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{1 - \sin^2(i)}{1 - \frac{\lambda^2}{p^2} + \frac{2\lambda}{p} \sin(i) - \sin^2(i)}} \quad (\text{II.9})$$

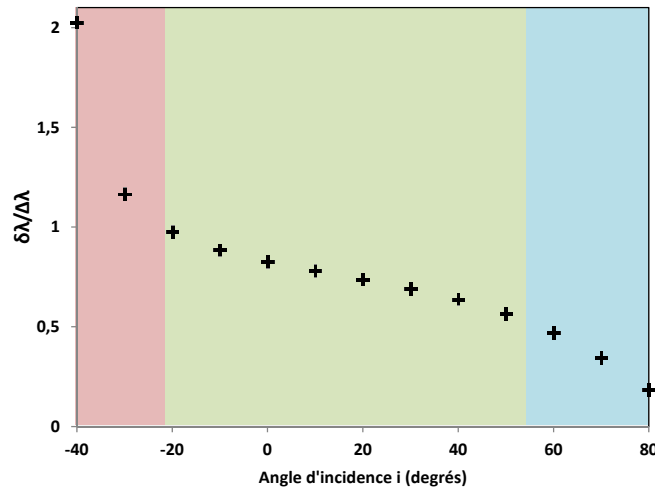


FIGURE II-7 : Evolution du rapport  $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda}$  en fonction de l'angle d'incidence  $i$  allant de  $-40^\circ$  à  $80^\circ$  (valeurs d'angles permettant d'avoir un angle d'émergence  $i'$ ) pour un réseau de diffraction avec 300 traits/mm fonctionnant à l'ordre 1, pour une longueur d'onde centrale de 1030 nm.

Dans le cas où le plus petit élément résolu  $\delta\lambda$  est supérieur à l'écart spectral entre les canaux  $\Delta\lambda$ , la bande spectrale  $\delta\lambda_{\text{cœur}}$  injectée dans un cœur est égale à  $\delta\lambda$  (zone rouge de la figure II-7). Cette faible résolution du spectroscopie d'entrée provoque de la diaphonie entre les canaux spectraux. Bien que cette configuration puisse être avantageuse pour minimiser les répliques temporelles de l'impulsion (partie II.2.1), elle signifie cependant qu'une même longueur d'onde arrive avec des incidences multiples sur le réseau du spectroscopie de sortie. Pour une longueur d'onde donnée, plusieurs angles d'émergence sont alors possibles. Pour minimiser le chirp angulaire après recombinaison, il est préférable de travailler avec une résolution suffisamment élevée pour avoir  $\delta\lambda \leq \Delta\lambda$ .

A l'inverse, si le rapport  $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda}$  est faible (zone bleue de la figure II-7 telle que  $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} < 0,5$ ), la bande spectrale  $\delta\lambda_{\text{cœur}}$  propagée dans chaque cœur est égale à la périodicité spectrale  $\Delta\lambda$ . Elle sera résolue par le spectroscopie de sortie si celui-ci présente les mêmes caractéristiques que le spectroscopie d'entrée. Le spectre provenant d'un canal sera alors distribué angulairement après avoir traversé le spectroscopie de sortie (chirp angulaire).

Il est envisageable de contourner ce problème en exploitant un couple de spectroscopes différents. Le spectroscopie d'entrée est dans ce cas suffisamment résolvant ( $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} < 0,5$ ) pour ne pas avoir de diaphonie entre les bandes spectrales voisines, tandis que le spectroscopie de sortie à une résolution suffisamment faible pour que le plus petit élément résolu  $\delta\lambda$  soit de l'ordre de grandeur de  $\Delta\lambda$  (zone verte de la figure II-7).

Si les spectroscopes sont identiques, choix que nous avons fait pour les réalisations expérimentales, leur résolutions doivent vérifier :

$$0,5 \leq \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \leq 1 \quad (\text{II.10})$$

Dans ce cas (zone verte sur la figure II-7), le plus petit élément spectral résolu  $\delta\lambda$  est de l'ordre de grandeur de  $\Delta\lambda$ . Cette configuration permet de ne pas avoir un chirp angulaire trop important, de minimiser la diaphonie entre voies, et de réduire l'énergie contenue dans les répliques temporelles de l'impulsion synthétisée en sortie de montage.

La simulation des étapes de découpage et de combinaison des bandes spectrales à partir de la réponse impulsionnelle d'un réseau de diffraction est par la suite effectuée afin d'illustrer le dimensionnement retenu pour la première démonstration expérimentale de division et combinaison cohérente d'impulsions.

### II.2.3 Illustration des étapes de découpage spectral et de combinaison spectrale

La réponse impulsionnelle  $h$  du réseau de diffraction, qui correspond à l'allongement temporel induit par le réseau dans une direction  $i'$  donnée de l'espace, peut être écrite de la façon suivante pour un faisceau gaussien :

$$h(t, i') = \text{III}_\delta(t) \cdot e^{-\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2} \quad (\text{II.11})$$

avec  $\text{III}_\delta(t)$  le peigne de Dirac temporel induit par la périodicité spatiale du réseau, et  $\delta = p \frac{\sin(i') + \sin(i)}{c}$  le retard temporel induit entre deux motifs élémentaires voisins.  $e^{-\left(\frac{t}{\Delta t}\right)^2}$  est la représentation temporelle du faisceau gaussien recouvrant  $N_R$  motifs du réseau.  $\Delta t = N_R \delta / 2$  correspond à la moitié du retard temporel entre les motifs extrêmes du réseau qui sont illuminés. La durée de la réponse impulsionnelle est donc  $2\Delta t$ .

La fonction de transfert du réseau,  $H(f, i')$ , peut alors être déduite de la réponse impulsionnelle en effectuant une transformée de Fourier :

$$H(f, i') = TF[h(t, i')] = \frac{1}{\delta} \cdot \text{III}_{\frac{1}{\delta}}(f) \otimes \Delta t \cdot \sqrt{\pi} \cdot e^{-\pi^2 \Delta t^2 f^2} \quad (\text{II.12})$$

avec le signe  $\otimes$  désignant un produit de convolution. En vérifiant  $\delta \ll \Delta t$ , les différentes gaussiennes de la fonction de transfert peuvent être considérées comme disjointes. La fonction de transfert peut alors s'écrire :

$$H(f, i') = \frac{N_R}{2} \sqrt{\pi} \sum_k e^{-\pi^2 \Delta t^2 \left(f - \frac{k}{\delta}\right)^2} \quad (\text{II.13})$$

Comme nous travaillons avec un réseau blazé à l'ordre 1, on obtient :

$$H(f, i') = \frac{N_R}{2} \sqrt{\pi} e^{-\pi^2 (\Delta t \cdot f - \frac{N_R}{2})^2} \quad (\text{II.14})$$

La réponse spectro-angulaire du réseau  $S(f, i')$  peut alors être déterminée en multipliant la fonction de transfert du composant par le spectre du champ incident  $E(f)$  :

$$S(f, i') = H(f, i')E(f) \quad (\text{II.15})$$

Cette réponse a donc une dépendance à la fois angulaire et fréquentielle induite par le réseau. La réponse spectro-angulaire du spectroscopie expérimental a ici été calculée (figure II-8 (b)) pour un spectre incident avec une largeur d'environ 7 nm à mi-hauteur (figure II-8 (a)). La taille de faisceau incident ( $\phi \approx 1$  mm), le pas du réseau (300 traits/mm), la distance focale de la lentille du spectroscopie (125 mm) et l'angle d'incidence ( $30^\circ$ ) ont été choisis afin d'avoir un rapport  $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \approx 0,75$  (zone verte de la figure II-7).

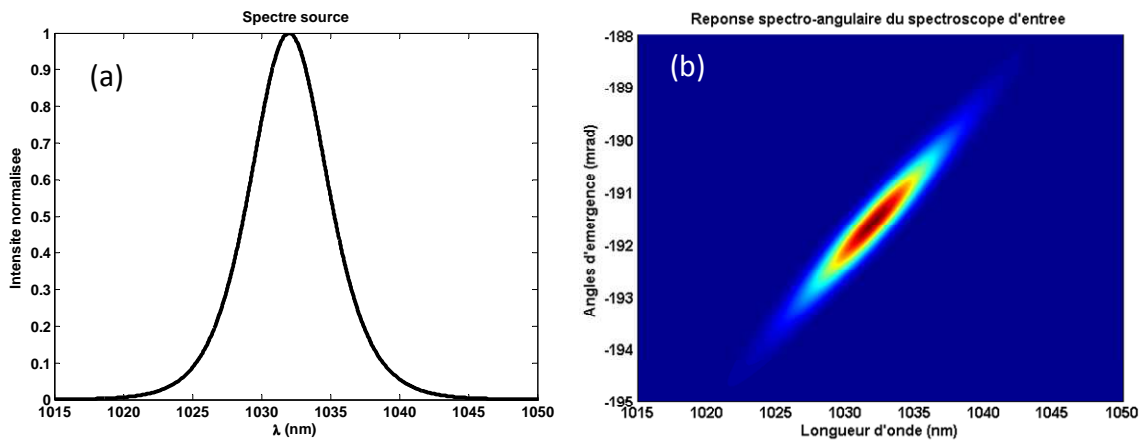


FIGURE II-8 : (a) Spectre de l'impulsion femtoseconde source et (b) réponse spectro-angulaire du spectroscopie à ce spectre.

Pour obtenir la réponse spectro-angulaire du dispositif de découpage spectral dans son ensemble, il faut intégrer la fonction de filtrage imposée par le couple matrice de microlentilles + fibre multicœur. Celle-ci est calculée grâce à la position et à l'étalement angulaire du mode de chacun des cœurs de la fibre par rapport au spectre dispersé (figure II-9 (a)). En multipliant cette fonction de filtrage par  $S(f, i')$ , la réponse spectro-angulaire du dispositif de démultiplexage spectral est déterminée (figure II-9 (b)). En intégrant la réponse spectro-angulaire sur la dimension angulaire, la densité spectrale collectée par les cinq cœurs est obtenue (figure II-9 (c)).

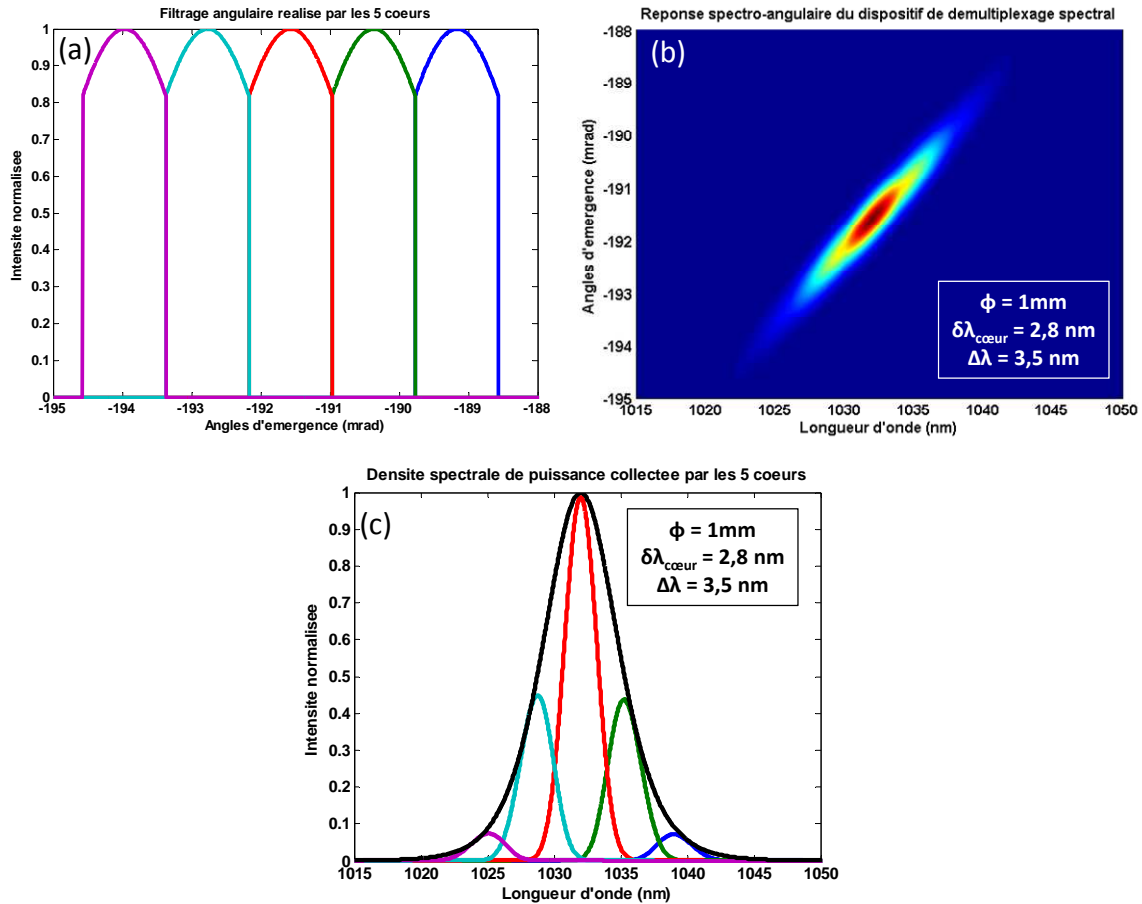


FIGURE II-9 : (a) Filtrage angulaire réalisé par le couple matrice de microlentilles + fibre multicœur, (b) réponse spectro-angulaire du dispositif de découpage spectral, (c) densités spectrales de puissance : de l'impulsion source (noir continu), et collectées par chacun des cœurs (couleurs). Pour réaliser ces simulations, le taux de remplissage réel de la matrice de microlentilles a été pris en compte ( $\approx 80\%$ ).

Le système de combinaison placé en sortie de fibre multicœur est en tout point similaire à celui employé pour le demultiplexage (figure II-6). Il est important de rappeler qu'en sortie de fibre le contenu spectral issu d'un cœur n'est pas spatialement dispersé, contrairement à ce qui est observable en amont de la fibre. Le principe du calcul du système de combinaison est identique à celui précédemment effectué, la seule différence vient de la composition de la fonction de transfert. Celle-ci est calculée indépendamment pour chaque faisceau sortant des cinq cœurs transportant des longueurs d'onde différentes, attaquant le réseau avec des incidences imposées par la position des microlentilles. La réponse spectro-angulaire à cet ensemble d'excitations est représentée figure II-10 (a). Toutes les composantes spectrales émergent comme attendu dans la même direction moyenne, avec un étalement angulaire d'environ  $1,9\text{ mrad}$  à  $1/e^2$  (figure II-10 (b)). Cet étalement est à l'origine d'une anamorphose du faisceau après combinaison. Le taux d'ellipticité du faisceau recombinaison est estimé à 2,3, est calculé en considérant d'une part la divergence naturelle du faisceau (de diamètre  $\phi = 1\text{ mm}$  en amont du réseau de diffraction) et d'autre part le chirp angulaire dû à la dispersion (figure II-10 (b)). Il est possible de réduire le chirp angulaire en limitant la bande spectrale de chaque canal, ce qui

revient, à largeur de spectre figée, à augmenter le nombre de canaux spectraux, et donc le nombre de guides amplificateurs.

En intégrant la réponse spectro-angulaire sur la dimension angulaire, le profil spectral émergent du dispositif de multiplexage peut être calculé (figure II-10 (c)). La modulation de ce dernier est alors identique à celle observable après découpage spectral (figure II-9 (c)).

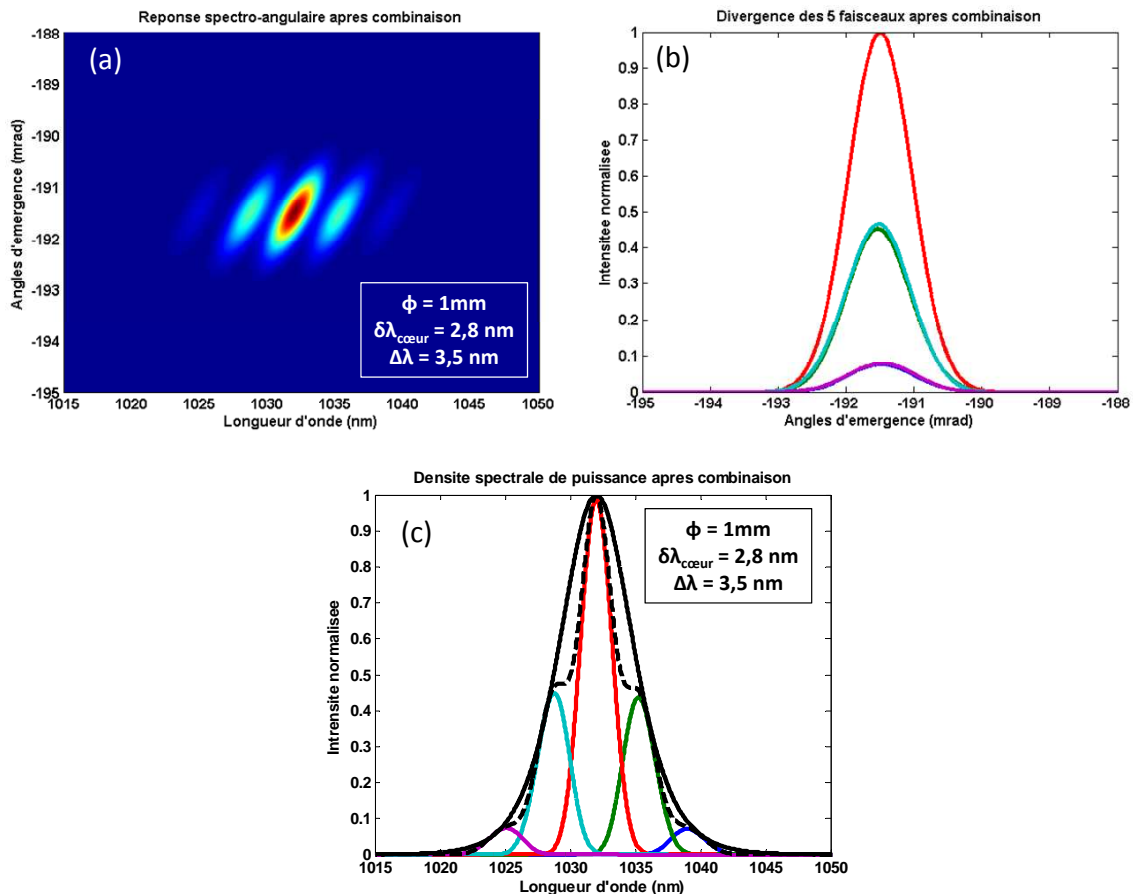


FIGURE II-10 : (a) Réponse spectro-angulaire du système de combinaison spectrale, (b) divergence angulaire des faisceaux issus des cœurs de la fibre multicœur après recombinaison due à la résolution du spectroscopie de sortie, (c) densités spectrales de puissance de l'impulsion source (noir continu), émises par chacun des cœurs (couleurs) et du spectre recombinaison (pointillés noirs).

En résumé, s'il convient de préférer un système de découpage spectral et de recombinaison asymétrique (spectroscopie d'entrée résolvant et spectroscopie de sortie peu résolvant) pour assurer un couplage efficace dans la fibre tout en limitant l'étalement angulaire après combinaison dans le plan de dispersion, un système symétrique (tel que calculé) peut être optimisé pour minimiser ce chirp angulaire. Pour cela, la résolution spectrale des deux spectroscopes doit être de l'ordre de grandeur de la largeur de chaque bande spectrale injectée dans les cœurs de la fibre. C'est ce dernier cas de figure qui sera expérimenté par la suite.

## II.3 Gestion des différents ordres de la phase spectrale inter-canaux

Pour obtenir en sortie de dispositif des impulsions les plus courtes et les plus intenses, une synchronisation et une mise en phase des impulsions élémentaires est indispensable. Dans le cadre de l'architecture retenue, la dispersion de vitesse de groupe subie par l'impulsion est uniquement due aux guides amplificateurs. Grâce au découpage spectral réalisé, la correction de la phase d'ordre deux globale peut donc être en partie faite par ajustement des temps de groupe (phase spectrale d'ordre 1) de chaque canal (figure II-2). La fibre multicœur constitue également une source de différence de temps de groupe au-delà de la simple dépendance chromatique. Malgré une longueur physique identique, une variation de l'indice effectif entre cœurs existe toujours en pratique et ajoute un retard plus ou moins important pour chacune des bandes spectrales. La phase d'ordre 0 est également à ajuster à une échelle inférieure à la longueur d'onde. Au cours de cette troisième partie de deuxième chapitre, ces différents aspects relatifs à la synchronisation et la mise en phase des amplificateurs sont développés.

### II.3.1 Différences de temps de groupe

#### II.3.1.1 Différences liées aux caractéristiques opto-géométriques de la fibre multicœur

Notée  $\Delta n_e$ , la différence d'indice effectif entre les cœurs de la fibre multicœur engendre des chemins optiques différents qui, pour une longueur physique de fibre  $L$ , mènent à une différence de temps de groupe  $\Delta T_g$  telle que (en première approximation):

$$\Delta T_g = \frac{\Delta n_e L}{c} \quad (\text{II.16})$$

Au cours de ma thèse, les fibres multicœurs que j'ai pu utiliser présentaient des  $\Delta n_e$  allant jusqu'à  $\approx 4.10^{-4}$ , correspondant à des  $\Delta T_g$  pouvant aller jusqu'à la picoseconde. Notre montage ne présentant pas d'étireur en amont des étages amplificateurs, les impulsions dans chacun des guides étaient proches de la limite de Fourier. Ceci a donc eu pour conséquence de rendre le dispositif plus sensible à l'inhomogénéité d'indice effectif entre les cœurs. En considérant les écarts de temps de groupe entre les cœurs comme aléatoires, l'utilisation de lignes à retard est l'option la plus évidente. De par la disposition des amplificateurs, des lignes à retard fibrées semblent les plus appropriées. Or, la fibre à cœurs multiples a été choisie afin de limiter les besoins en asservissement. L'utilisation de fibres multiples distinctes supplémentaires nuirait à l'immunité à l'environnement du montage. Une solution pour éviter l'emploi d'un jeu de lignes à retard fibrées serait d'insérer dans le dispositif en amont du réseau de guides un composant massif transparent avec un relief calculé pour pré-compenser les  $\Delta T_g$  de la fibre multicœur.



Pour une largeur de spectre donnée, la précision de l'ajustement du synchronisme des impulsions en sortie de la fibre multicœur dépend du nombre de guides. Plus les bandes spectrales élémentaires propagées dans chacun des cœurs sont étroites (cas d'un grand nombre de guides), plus la durée des impulsions élémentaires en sortie de fibre est grande, ce qui facilite le recouvrement temporel entre impulsions. Ainsi, avec un grand nombre de guides donnant accès à une aire dopée importante, la qualité de l'impulsion reconstruite est moins sensible aux différences de temps de groupe ce qui permet éventuellement de s'affranchir d'un dispositif de pré-compensation. Avec un faible nombre de guides, ce dispositif peut être également exclu sous réserve de réduire la largeur de la bande spectrale globale, ce qui en contrepartie augmente la durée de l'impulsion reconstruite. Pour étayer ces considérations, une étude numérique de l'impact du désaccord en temps de groupe des canaux sur les performances accessibles sera présentée à la fin de cette partie. Par la suite, la nécessité de pré-compenser les  $\Delta T_g$  sera étudiée spécifiquement pour les différentes réalisations expérimentales.

### **II.3.1.2 Différences liées à la dispersion de vitesse de groupe**

Comme nous l'avons rappelé dans le premier chapitre, la dispersion de vitesse de groupe est à l'origine d'une phase spectrale d'ordre 2. Cette dernière induit par conséquent une distribution temporelle linéaire des longueurs d'ondes. On a donc une différence de temps de groupe entre composantes spectrales suivant la même loi linéaire. Comme l'amplification est réalisée par bandes spectrales indépendantes, il est envisageable de compenser les différences moyennes de temps de groupe entre celles-ci et donc de compenser globalement la dispersion de vitesse de groupe induite par les guides de la fibre multicœur. Cette compensation ne s'applique toutefois pas à la GVD à l'intérieur d'un même canal spectral. Mais comme les largeurs de bande élémentaires doivent être limitées, ce résidu de GVD reste faible. En considérant que les écarts de temps de groupe dus aux différences de caractéristiques opto-géométriques entre guides sont négligeables, ceux restant à corriger évoluent linéairement le long de la distribution linéaire périodique des cœurs. Pour cette configuration particulière, nous avons imaginé des solutions rapportées par la suite pour compenser ces  $\Delta T_g$  inter-canaux sans ajout de lignes à retard.

Des travaux menés en 2001 ont montré l'utilisation d'une fibre à bandes interdites photoniques composée de deux cœurs comme capteur de courbure. Par le biais d'un montage interférométrique de type Mach-Zehnder, les auteurs ont prouvé qu'il était possible de mesurer l'allongement différentiel entre les cœurs et de remonter à la valeur du rayon de courbure [87]. Avec une courbure prononcée, il est possible d'accumuler des déphasages importants et d'obtenir des différences de temps de groupe significatives entre cœurs. Cette idée est la brique élémentaire des méthodes que nous avons développées pour compenser les différences de temps de groupe entre cœurs provenant de la GVD.

### II.3.1.2.1 Compensation des $\Delta T_g$ par courbure et torsion de la fibre multicœur

Dans la configuration mentionnée précédemment, la différence de chemin optique entre les cœurs est ajustée en modifiant la courbure de la fibre. Dans notre cas, il apparaît clairement qu'il n'est pas aisé de faire varier le rayon de courbure de la fibre pour optimiser les  $\Delta T_g$  sans affecter les conditions d'injection et d'émergence des faisceaux. La solution que nous avons envisagée consiste à coupler une torsion de la fibre multicœur à un rayon de courbure fixé au préalable. En partant d'une configuration initiale, comme celle représentée figure II-11, on applique à mi-parcours une torsion variable à la fibre permettant d'ajuster les différences de temps de groupe inter-cœurs. Pour simuler l'évolution de  $\Delta T_g$  entre deux cœurs, seuls des paramètres géométriques ont été pris en compte, la variation d'indice par contraintes induisant seulement un facteur multiplicateur constant supplémentaire [87].

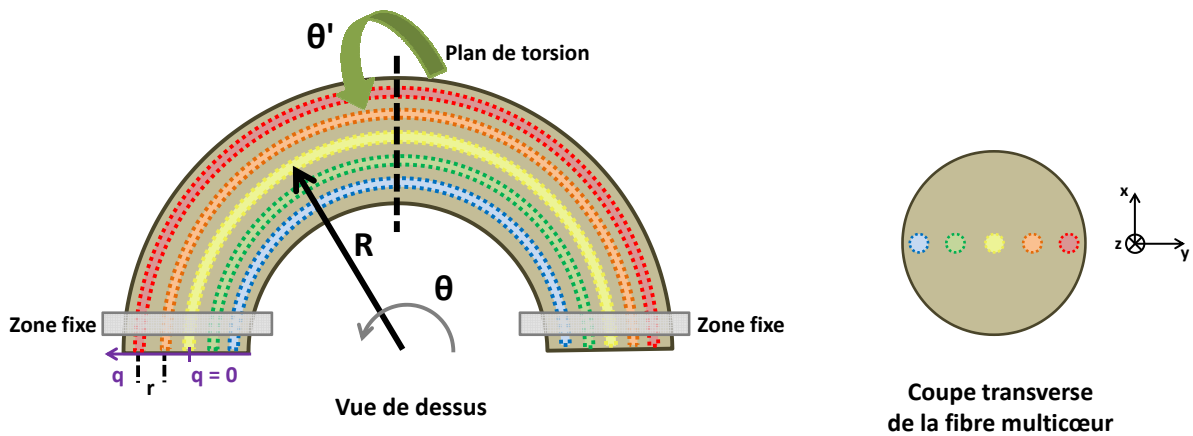


FIGURE II-11 : Caractéristiques géométriques d'une fibre à cinq cœurs à laquelle on applique une courbure ( $\theta = 180^\circ$ , demi-cercle) et une torsion ( $\theta'$ ) pour ajuster linéairement les différences de temps de groupe entre cœurs.

Les équations permettant de définir la position d'un canal donné de la fibre multicœur par rapport au canal central dans un repère  $xyz$ , sont de la forme :

$$x_q = (R + q r \cos (\theta')) \cos (\theta) \quad (\text{II.17})$$

$$y_q = (R + q r \cos (\theta')) \sin (\theta) \quad (\text{II.18})$$

$$z_q = q r \sin (\theta') \quad (\text{II.19})$$

avec  $\theta$  variant entre 0 et  $\pi$  radians lorsqu'une demi-boucle est réalisée, et  $\theta'$  la torsion appliquée au centre de la fibre, ses extrémités étant fixées.

Les simulations effectuées ont été réalisées pour une longueur optique de 1 mètre en considérant deux cœurs dont on a fait varier l'écartement entre 0 et  $\approx 200 \mu\text{m}$  pour étudier la loi d'évolution des temps de groupe le long d'un arrangement linéaire de guides.

La figure II-12 (a) montre l'évolution des longueurs géométriques des deux cœurs espacés d'environ 200  $\mu\text{m}$  lorsqu'on fait varier l'angle de torsion  $\theta'$ . Elle met en évidence la capacité de la configuration à contrôler la différence de longueur entre cœurs alignés sur un même axe de part et d'autre du centre de la fibre. Elle montre aussi qu'il est possible de choisir le signe de la différence de longueur induite par torsion/courbure de la fibre multicœur. Enfin, la figure II-12 (b) représente l'évolution de cette différence de longueurs en fonction de l'écart entre cœurs. La loi linéaire obtenue est donc celle recherchée pour assurer dans le dispositif d'amplification multispectrale la compensation des différences de temps de groupe dues à la GVD. La gamme de retards accessibles correspond à celle mise en jeu pour des impulsions femtosecondes de longueur d'onde porteuse autour de 1  $\mu\text{m}$ . On peut donc envisager d'exploiter ce procédé pour compenser facilement des  $\Delta T_g$  linéaires entre les cœurs de la fibre et de s'affranchir d'un système de lignes à retard qui complexifierait le dispositif. Une limitation réside toutefois dans le diamètre des fibres multicœurs employées. Ces guides peuvent présenter des diamètres de plusieurs centaines de micromètres, induisant ainsi une certaine rigidité. De fortes torsions pourraient donc endommager la fibre, aussi, une autre configuration a été étudiée.

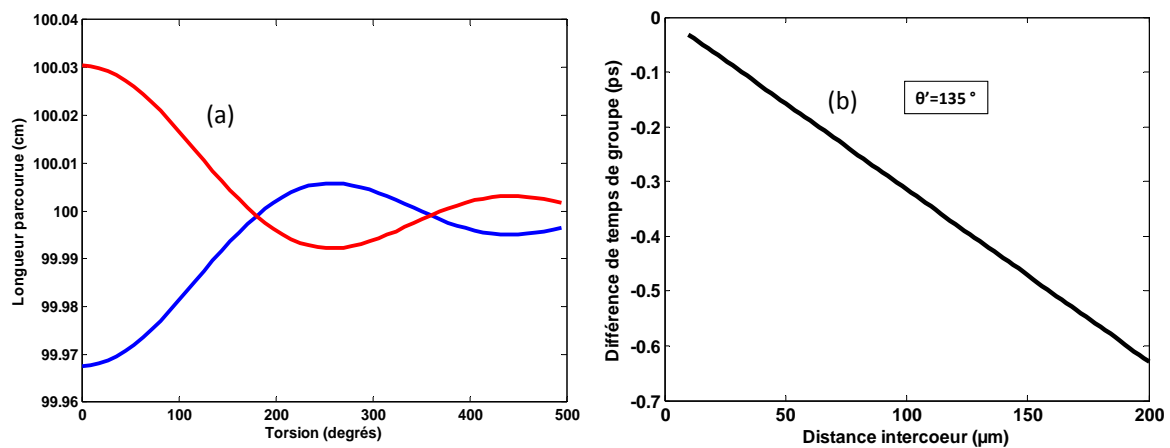


FIGURE II-12 : (a) Evolution de la longueur optique de deux cœurs distants d'environ 200  $\mu\text{m}$  en fonction de la torsion appliquée (fibre courbée selon une demi-boucle ( $\theta = 180^\circ$ ) et  $\theta'$  la torsion appliquée à cette demi-boucle), et (b) équivalence en différences de temps de groupe entre deux cœurs équidistants du centre de la fibre en fonction de leur écart, pour une torsion de  $135^\circ$ .

### II.3.1.2.2 Compensation des $\Delta T_g$ par inclinaison d'une boucle formée par la fibre multicœur

La seconde configuration envisagée repose sur des effets géométriques similaires. Comme le montre la figure II-13, la fibre multicœur est enroulée sur elle-même de façon à ce que l'ensemble des cœurs alignés suivent un trajet de même longueur entre eux, et que leur alignement reste perpendiculaire au plan de la boucle. La boucle ainsi formée présente un rayon  $R$ . Pour un angle d'inclinaison ( $\theta$ ) nul de la boucle, la courbure de la fibre affecte tous les cœurs de manière similaire et aucune différence de longueur n'apparaît alors entre eux. Comme cela est visible sur la vue de face, l'inclinaison de la boucle d'un angle  $\theta$  va

engendrer une différence de rayon  $\Delta R$  entre les cœurs, proportionnelle à l'écart  $\delta$  entre eux. De cette valeur peut être déduite la différence de chemin optique  $\Delta L$  entre deux guides optiques :

$$\Delta L = 2 \pi n \Delta R = 2 \pi n \delta \sin(\theta) \quad (\text{II.20})$$

avec  $n$  l'indice du milieu,  $\delta$  la distance entre les cœurs, et  $\theta$  l'angle d'inclinaison de la boucle. Il est à noter que cette différence de longueur ne dépend pas de la longueur de la fibre, ni du diamètre de la boucle.

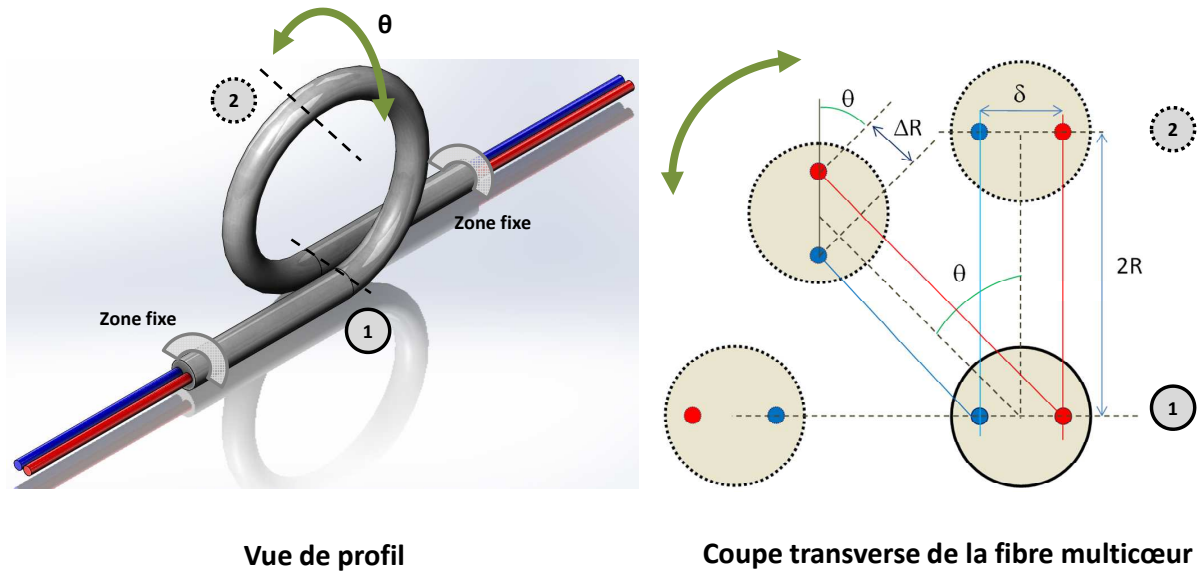


FIGURE II-13 : Représentation d'une boucle réalisée avec une fibre à 2 cœurs. La coupe transverse permet de voir le positionnement des 2 cœurs pour différentes valeurs de  $\theta$ .

Avec les caractéristiques de la première fibre multicœur utilisée lors de mon doctorat (celles-ci seront plus amplement détaillées dans la dernière partie de ce chapitre), soit cinq cœurs régulièrement espacés avec un pas de  $47 \mu\text{m}$ , on peut calculer le retard entre chacun des cœurs en fonction de  $\theta$ . La figure II-14 représente les retards induits pour trois valeurs d'inclinaison de la boucle en prenant le cœur central comme référence. Le retard généré entre les guides peut donc être ajusté, tout comme son signe. Les valeurs mises en jeu, pour des inclinaisons réalistes, sont du même ordre de grandeur que les retards imposés par la GVD pour les impulsions femtosecondes. Une inclinaison absolue de seulement  $10^\circ$  va permettre d'appliquer un retard d'environ  $250 \text{ fs}$  entre les canaux spectraux correspondant à des cœurs séparés de  $47 \mu\text{m}$ . On peut ainsi envisager, pour une impulsion ayant une largeur spectrale d'environ  $25 \text{ nm}$  et se propageant sur un mètre de fibre, de compenser les différences de temps de groupe entre les longueurs d'onde moyennes de chacun des canaux spectraux.

Par l'intermédiaire des deux arrangements proposés précédemment, les différences de temps de groupe linéaires peuvent être compensées. L'utilisation d'un compresseur en sortie

de chaque amplificateur dans le cadre de l'amplification fibrée à dérive de fréquence sera néanmoins nécessaire pour supprimer la courbure de phase intra-canal.

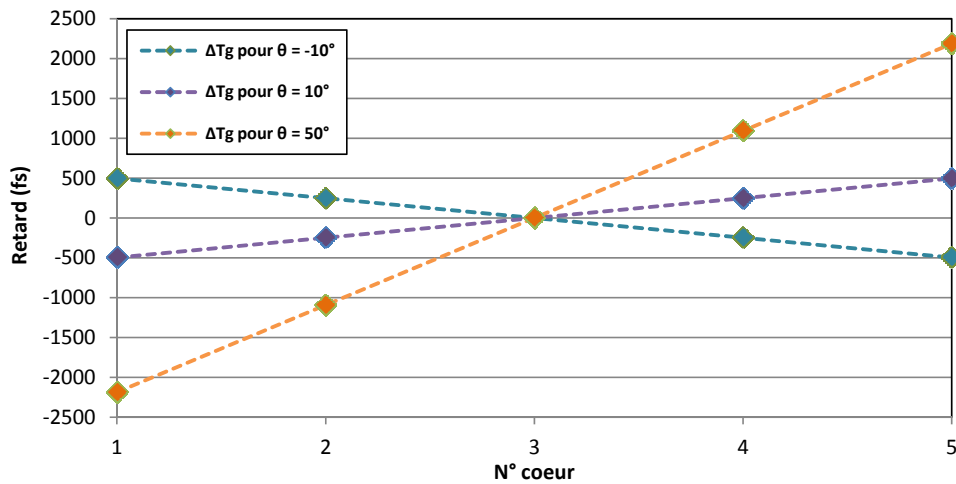


FIGURE II-14 : Retards de temps de groupe calculés pour chacun des 5 cœurs de la fibre multicœur en fonction de l'angle d'inclinaison  $\theta$  de la boucle. Le cœur central (n°3) est ici pris comme référence.

### II.3.1.3 Autres sources possibles de différences de temps de groupe

Les différences de temps de groupe entre cœurs peuvent avoir de multiples origines. Outre les paramètres technologiques ( $\Delta n_c$ ) et chromatiques (GVD), d'autres phénomènes physiques peuvent affecter la superposition temporelle des impulsions.

En régime d'amplification, la charge thermique dans la fibre crée un gradient de température qui à son tour modifie l'indice de réfraction. Cette modification indicielle est à l'origine d'instabilités modales observées dans les fibres à grande aire modale sous fort pompage [2]. Dans le schéma d'amplification exploré dans ces travaux de thèse, les inhomogénéités de pompage des cœurs et de diffusion thermique peuvent induire une variation d'indice effectif entre les cœurs. La variation de l'indice de réfraction de la silice est estimée à  $\sim 10^{-5}$  par degré ( $\sim 30$  fs). Cette valeur est du même ordre de grandeur que la variation d'indice induite par effet Kerr dans une fibre, présentant un diamètre de mode de  $6 \mu\text{m}$ , par une impulsion ayant une intensité crête d'environ  $30 \text{ GW}\cdot\text{cm}^{-2}$  (soit une puissance crête de 9 kW). La disposition des cœurs en ligne au sein de la fibre favorise l'existence d'un gradient de température entre les cœurs extrêmes et centraux. Il est à noter qu'un gradient de température est également possible au sein d'un même guide : la dissipation thermique sera plus efficace dans le plan perpendiculaire au plan d'alignement des cœurs.

La dépendance de l'indice de réfraction vis-à-vis de l'inversion de population dans le milieu amplificateur (relations de Kramers-Kronig) est également une source éventuelle de différence d'indice entre les cœurs. L'amplification par division spectrale et combinaison cohérente spectrale a pour objectif premier de lutter contre le rétrécissement spectral par le gain en permettant de moduler le niveau de pompe des différents canaux spectraux. Cette

variation de puissance peut aussi, par une variation d'indice, induire une phase non-linéaire  $\varphi_{NL}$  accumulée sur une longueur  $L$  :

$$\varphi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta n = \alpha \frac{\ln(G_p)}{2} \quad (\text{II.21})$$

avec  $\alpha$  correspondant au rapport de la partie imaginaire sur la partie réelle de la susceptibilité d'ordre 1 ( $\chi^{(1)}$ ) de la silice ( $\alpha = \frac{\chi^{(1)'}}{\chi^{(1)''}}$ ), et  $G_p$  le gain intégré en puissance sur la longueur  $L$  [88]. En ce qui concerne les fibres dopées aux ions ytterbium, C. J. Corcoran et al. ont calculés des valeurs de  $\alpha$  allant de -0,5 à 0,5 à 1030 nm pour des valeurs d'inversion de population allant de 1 (milieu transparent) à 10 [88]. En fixant une longueur de fibre amplificatrice d'un mètre et un gain en puissance maximal de 30 dB, la différence d'indice effectif accessible est au maximum de l'ordre de  $3 \cdot 10^{-7}$  ( $\sim 1$  fs). La gestion de la phase par la variation de l'indice de réfraction en fonction de l'inversion de population reste majoritairement à l'ordre zéro pour une inversion de population de l'ordre de 10 ( $\sim 2$  rad de déphasage accessible).

On voit ainsi que plusieurs facteurs ont une influence plus ou moins importante sur la superposition temporelle des impulsions. Les dispositifs de compensation des différences de temps de groupe envisagés (fibre courbée avec torsion ou fibre en boucle inclinable) assurent une compensation linéaire des retards, c'est-à-dire ceux d'origine chromatique. Les autres retards dus aux caractéristiques opto-géométriques de la fibre et à l'amplification auront a priori des valeurs aléatoires ce qui nécessite de réaliser une compensation avec un jeu de lignes à retard. Par la suite, une étude numérique évalue l'impact de ces retards entre impulsions élémentaires (dans chaque canal amplificateur) sur l'efficacité de combinaison du système global et estime dans quelles conditions il est possible de s'affranchir de lignes à retard supplémentaires.

### II.3.1.4 Étude numérique de l'impact des $\Delta T_g$ sur les performances accessibles

Les simulations réalisées permettent d'évaluer la différence de temps de groupe tolérable entre les différents guides afin d'obtenir une impulsion recombinaison intense. Pour ce faire, le découpage spectral en plusieurs bandes a été reproduit et des retards temporels ont été affectés à chaque canal avant sommation des champs. Le paramètre calculé pour mesurer l'impact d'un désaccord en synchronisme est l'efficacité de combinaison en intensité crête telle que définie par la formule I.35.

Les spectres d'impulsions femtosecondes présentent typiquement une forme gaussienne ou sécante hyperbolique. Dans le cadre de la combinaison spectrale cohérente, cette enveloppe de modulation contraint les bandes spectrales découpées dans les bords du spectre incident à avoir une densité spectrale de puissance moindre que les canaux centraux. L'impact de retards de groupe significatifs sur les impulsions en bord de spectre est par conséquent moins important que lorsque ces retards sont appliqués au centre du spectre

découpé. Pour s'affranchir de cet effet d'enveloppe spectrale les canaux ont ici été considérés avec des amplitudes égales.

Les simulations présentées dans ce paragraphe sont le résultat d'études statistiques pour lesquelles la partie amplification n'a pas été prise en compte. Pour un nombre de canaux, une largeur de spectre élémentaire ( $\delta\lambda_{\text{cœur}}$ ), et un espacement spectral inter-canaux ( $\Delta\lambda$ ) fixés, des différences de temps de groupe ont été générées aléatoirement entre les cœurs. Ces  $\Delta T_g$  ont été pris dans une gamme centrée sur zéro et large de  $\tau_{\text{cœur}}$ , avec  $\tau_{\text{cœur}}$  la durée à mi-hauteur en intensité de l'impulsion réciproque de  $\delta\lambda_{\text{cœur}}$ . Pour chaque tirage de  $\Delta T_g$ , l'efficacité de combinaison  $\eta$  est calculée. Pour sa représentation (figure II-15), on trace  $\eta$  en fonction de l'écart-type  $\sigma_{\Delta T_g}$  (abscisse supérieure), ou encore de celui-ci rapporté à  $\tau_{\text{cœur}}$  (abscisse inférieure). L'étude a été réalisée sur 1000 jeux de  $\Delta T_g$ .

Les résultats présentés figure II-15 (a) correspondent au cas de 5 bandes spectrales espacées ( $\Delta\lambda$ ) de 4 nm et larges ( $\delta\lambda_{\text{cœur}}$ ) de 4 nm à mi-hauteur en champ centrées autour de 1030 nm. La largeur spectrale totale est alors de 20 nm (FWHM). L'impulsion se propageant dans un cœur a dans ces conditions une durée initiale  $\tau_{\text{cœur}}$  de 660 fs (FWHMI). La dispersion de vitesse de groupe de la fibre n'est pas prise en compte pour effectuer ces calculs du fait que nous nous plaçons dans le cas où la GVD inter-canaux est compensable par une des techniques décrites dans le paragraphe II.3.1.2. De plus, les valeurs de  $\tau_{\text{cœur}}$  et de la dispersion ( $-34 \text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  à 1030 nm) donnent une longueur de dispersion  $L_D$  supérieure à 15 m. L'impact de la GVD intra-canal est donc négligeable pour une propagation d'un mètre, ordre de grandeur de la longueur de fibre. La figure II-15 (a) montre que pour un écart-type de retards de groupe donné, plusieurs intensités, et donc différentes durées d'impulsion recombinaison, sont possibles. Ce résultat découle du fait que, pour un même écart-type, les retards entre les différentes impulsions peuvent être distribués de multiples façons et conduisent à des valeurs d'intensité crête différentes. Ainsi lorsque les impulsions sont majoritairement synchrones et que l'une d'entre elles présente un retard important, l'intensité crête obtenue est plus élevée que lorsque les impulsions sont régulièrement décalées les unes des autres. Par conséquent, la stratégie qui sera adoptée (utilisation ou non de lignes à retard dans le système de combinaison cohérente spectrale) dépendra de la distribution des erreurs d'indice effectif le long du réseau de cœurs. En se limitant à ces travaux de thèse, la fibre exploitée pour réaliser un découpage spectral selon cinq bandes distinctes présente une variation d'indice effectif entre cœurs dues aux caractéristiques opto-géométriques au plus égale à  $10^{-4}$ , donnant lieu à des différences de temps de groupe d'environ 300 fs. Sur la figure II-15 (a), le barycentre du nuage de points correspondant à un écart type de 300 fs se situe à une valeur de  $\eta$  d'environ 0,7. Ainsi, en prenant le parti de ne pas insérer de lignes à retard supplémentaires et de compenser uniquement la dispersion de vitesse de groupe entre canaux spectraux en agissant directement sur la fibre multicoeur (courbure et torsion ou boucle inclinable), on pourra au mieux atteindre une efficacité de combinaison de l'ordre de 70%.

La figure II-15 (b) montre le résultat d'une étude statistique similaire pour laquelle un découpage spectral en 11 bandes distinctes est effectué, avec une largeur spectrale totale identique à celle du cas précédent (20 nm). La valeur de  $\tau_{\text{canal}}$  est alors de  $\sim 1,45 \text{ ps}$ . À échelle

identique (abscisse inférieure), on constate que le nuage de points est moins épais que dans le cas précédent. Cette diminution est due au découpage spectral réalisé, ici plus fin. La bande spectrale par voie étant pratiquement deux fois plus étroite, l'énergie par impulsion élémentaire diminue dans les mêmes proportions. Ainsi, le fait que quelques cœurs aient des temps de groupe fortement différents les uns des autres aura moins d'impact sur l'intensité crête de l'impulsion finale. La combinaison cohérente spectrale devient donc moins sensible aux disparités de temps de groupe quand le nombre de bandes augmente. De plus, pour les erreurs d'indice effectif précédents, on peut constater que l'intensité crête de l'impulsion recombinaison augmente avec le nombre de canaux spectraux (pour  $\sigma_{\Delta T_g} \sim 300$  fs,  $\eta$  aux alentours de 90% avec 11 canaux spectraux). La durée des impulsions se propageant dans les canaux étant plus grande, l'impact des temps de groupe est moindre pour un écart-type donné. L'étude de la durée de l'impulsion synthétisée normalisée par la durée de l'impulsion obtenue dans le cas synchrone et en phase en fonction de l'écart-type des différences de temps de groupe (figure II-15 (b) en rouge) montre qu'une durée d'impulsion proche du cas idéal (cas synchrone et en phase) est potentiellement accessible malgré une différence de temps de groupe non nulle. Dans les résultats présentés ci-dessous, la phase d'ordre 0 des canaux est considérée nulle. Bien qu'un recouvrement temporel imparfait entre les différentes bandes spectrales puisse mener à la synthèse d'impulsions ayant une durée faible, leur intensité crête reste néanmoins inférieure au cas synchrone et en phase.

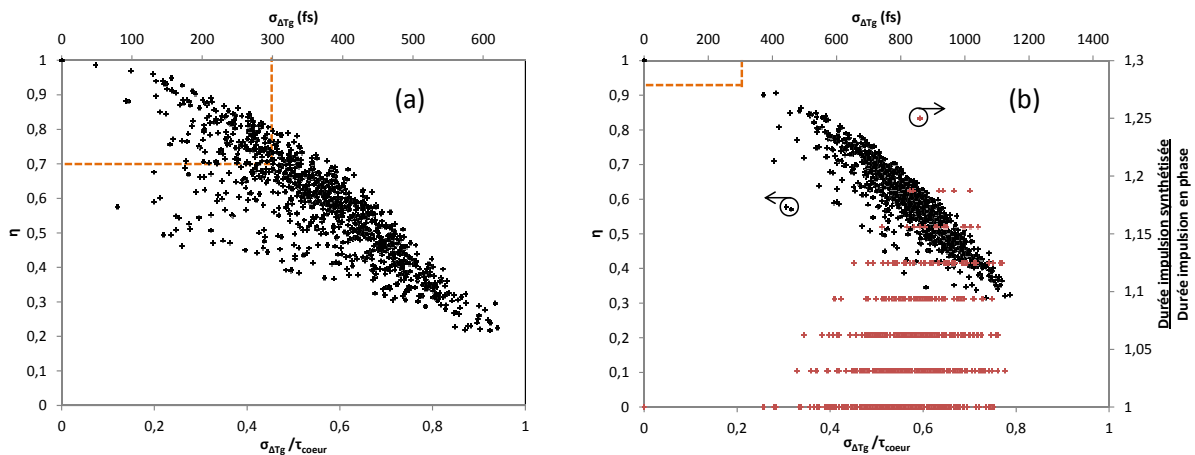


FIGURE II-15 : Intensité crête recombinaison en fonction de la disparité des temps de groupe entre canaux pour un spectre présentant une largeur de 20 nm dans le cas où le découpage spectral est réalisé suivant (a) 5 bandes et (b) 11 bandes. Dans les deux cas, l'intensité crête de l'impulsion en limite de Fourier est prise comme référence. Un marqueur est positionné sur les deux figures à un même écart-type  $\sigma_{\Delta T_g}$  pour montrer le gain en efficacité de combinaison  $\eta$  lorsque le nombre de bandes spectrales élémentaires (échantillonnage en canaux spectraux) augmente pour une bande spectrale globale donnée. (b) L'évolution de la durée de l'impulsion synthétisée par rapport à la durée d'impulsion obtenue dans le cas synchrone et en phase est représentée pour un découpage suivant 11 bandes spectrales (rouge).

Au regard de ces résultats donnant l'ordre de grandeur avec lequel le synchronisme des impulsions doit être réalisé, il apparaît envisageable d'expérimenter la division et la combinaison spectrale cohérente sans lignes à retard supplémentaires. Toutefois, les fibres que nous utiliserons seront caractérisées en termes d'indice effectif et de dispersion afin de



s'assurer que les disparités de temps de groupes entre canaux peuvent être compensées par courbure et torsion de la fibre multicœur, ou par une boucle inclinable réalisée avec la fibre multicœur.

## II.3.2 Mise en phase des canaux spectraux

Au-delà de la synchronisation des impulsions, la combinaison spectrale cohérente demande l'égalisation pour les différents canaux spectraux des termes de phase spectrale d'ordre zéro. À l'instar de ce qui est pratiqué pour la sommation cohérente de faisceaux en régime de fonctionnement continu, cette opération est à réaliser avec des modulateurs de phase placés en amont du réseau de guides amplificateurs.

L'objectif de cette section est de décrire la géométrie et les performances des modulateurs de phase retenus pour expérimenter la combinaison cohérente spectrale, d'étudier l'évolution des performances de cette dernière en fonction du désaccord en phase entre canaux. La correction de phase sera réalisée par une approche itérative visant à maximiser l'intensité crête de l'impulsion reconstruite. C'est pourquoi, la fin de ce paragraphe sera consacrée à la description et à la comparaison de différents algorithmes d'optimisation applicables.

### II.3.2.1 Modulateurs de phase

Comme nous avons pu le voir au cours du premier chapitre, différents modulateurs de phase sont envisageables. Les modulateurs fibrés sont toutefois écartés dans le cadre de notre architecture afin de ne pas nuire à l'immunité au bruit fournie par la fibre multicœur. L'utilisation de tels composants induirait l'emploi d'une boucle d'asservissement plus rapide que celle nécessaire si les différentes voies conservent un environnement subissant les mêmes perturbations. La gestion des différences de temps de groupe serait également compliquée avec l'emploi de fibres optiques indépendantes. Des modulateurs spatiaux de lumière (SLM), tel que celui utilisé dans [29], sont de bon candidats pour préserver la compacité du système. Une division de la surface active de ce composant en autant de parties que de bandes spectrales mises en jeu permettrait d'utiliser un seul modulateur pour influencer la phase spectrale de l'ensemble des guides. L'avantage de ce composant est son nombre élevé de pixels utiles pour la gestion d'un grand nombre de canaux spectraux. En plaçant ce dispositif dans le plan du spectroscopie où est affiché le spectre, il serait alors possible de modifier spatialement la phase spectrale des canaux spectraux en appliquant un piston de phase différent à chacun d'eux. Toutefois, nous n'avons pas fait le choix de ce type de composant en raison d'une densité surfacique de puissance critique trop faible vis-à-vis de nos besoins. D'autre part, ces composants souffrent de fluctuations temporelles de la phase non négligeables ( $\sim \lambda/2$  avec une fréquence de l'ordre de 120 Hz pour un SLM de type Pluto-Holoeye). Ces fluctuations ont pour origine un changement de l'orientation des cristaux liquides qui induisent des fluctuations de l'état de polarisation du faisceau réfléchi.

Le miroir déformable est un autre type d'élément dynamique agissant spatialement sur la phase qui donne les mêmes avantages de compacité que le SLM. Ce dernier repose sur le principe de fonctionnement des MEMS (MEMS : Micro Electro Mechanical Systems), illustré figure II-16. Une électrode est placée sous une structure de type pont constituée d'une membrane métallique reliée à la masse. L'électrode et la membrane sont électriquement isolées. Cette structure unitaire représente un actuateur du miroir. Une membrane réfléchissante déformable constituant le miroir est reliée au centre de chacun des actuateurs. En appliquant une tension à l'électrode d'un actuateur, un champ électrostatique est engendré entre l'électrode et la membrane métallique. La force en découlant attire alors la membrane en direction de l'électrode. Une force mécanique opposée à la force précédente permet de placer la membrane dans une position d'équilibre. On obtient alors localement une déformation du miroir. Cette maille élémentaire est reproduite en deux dimensions. Au final, le miroir déformable que nous avons utilisé (Multi-DM de Boston Micromachines Corporation) présente une matrice carrée de 12 x 12 actuateurs disposés selon un maillage carré. L'entraxe entre ces actuateurs est de 400  $\mu\text{m}$ .

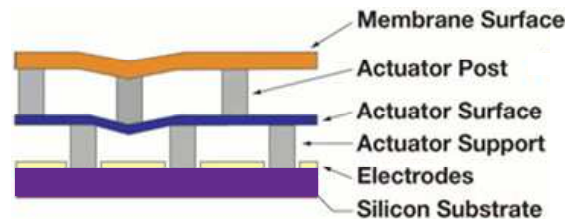


FIGURE II-16 : Coupe transverse du miroir déformable. La surface réfléchissante (orange) est reliée à une matrice de plots (gris à l'étage supérieur), chacun centré sur un actuateur électrostatique (bleu) suspendu au-dessus d'une électrode (jaune) [89]. La membrane réfléchissante est quant à elle continue.

La membrane réfléchissante du miroir déformable est constituée d'or afin de présenter une réflectivité supérieure à 95 % dans toute la bande spectrale de travail. La course maximale que peut atteindre un actuateur est de 3,5  $\mu\text{m}$ , ce qui correspond à une modulation de phase maximale de  $14\pi$  à la longueur d'onde de 1  $\mu\text{m}$ . La précision avec laquelle l'actuateur peut être déformé est de l'ordre de  $\pi/20$ . D'autre part, le miroir déformable est capable de fonctionner à une cadence allant jusqu'au kHz, suffisamment rapide pour compenser le bruit thermique ( $\sim 100$  Hz).

Dans le cadre de notre montage, nous avons été amenés à décomposer la surface réfléchissante du miroir déformable en plusieurs bandes afin de pouvoir appliquer un piston de phase différent à chacune des bandes spectrales injectées dans la fibre multicœur. Avec une fibre à cinq cœurs, le découpage retenu est présenté figure II-17 (a). Si on considère uniquement une distribution linéaire des guides amplificateurs, le miroir déformable présenté ici ne pourra être utilisé que pour un nombre maximal de 12 canaux. Une autre limitation apparaît également concernant la correction de phase applicable. De par la structure continue de la surface réfléchissante, la déformation locale de celle-ci par un actuateur va avoir une incidence sur les zones voisines contrôlées par d'autres actuateurs (Figure II-17 (b)). Ce

couplage entre actuateurs altère la correction de phase. La déformation de la surface réfléchissante comme montrée sur la figure II-17 (b) risque de provoquer des pertes énergétiques à l'injection dans le réseau de guides, ainsi que de la diaphonie inter-canaux. Il est donc difficile d'agir sur la phase en entrée du réseau de guides sans simultanément modifier les amplitudes des faisceaux injectés. Le couplage entre les actuateurs est estimé par le fabricant du miroir déformable à environ 20 %. Une solution pour contourner cet effet est d'utiliser un miroir segmenté (Figure II-17 (c)). L'inconvénient dans ce cas est la présence de zones mortes entre les segments du miroir qui créent un réseau bidimensionnel, et donc un effet de diffraction parasite. Dans le cas nous concernant (membrane continue), le couplage phase-amplitude est réduit en utilisant plusieurs actuateurs par plot de phase à appliquer, mais il demeure. La déformation au centre de la bande est alors la plus proche de celle attendue.

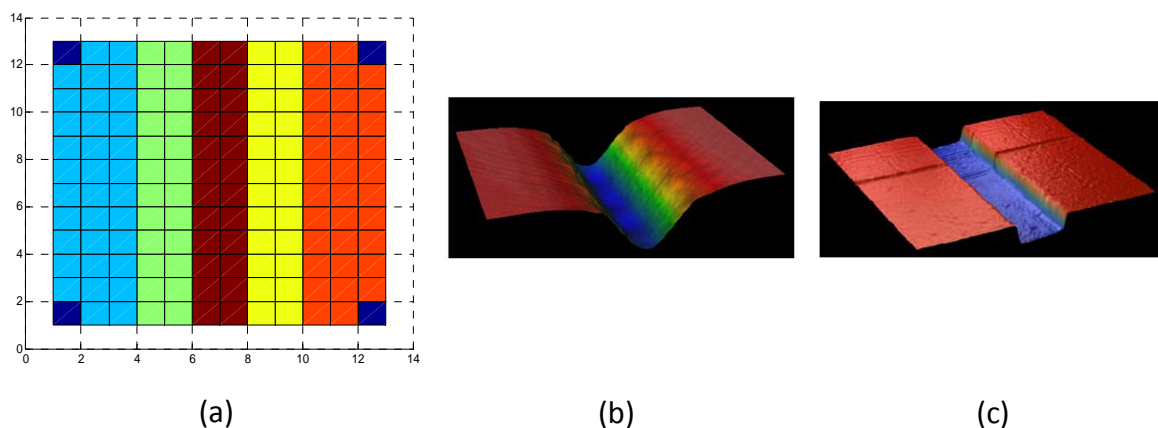


FIGURE II-17 : (a) Décomposition de la surface du miroir déformable en cinq bandes distinctes appliquant chacune un déphasage différent. Déformation de la surface réfléchissante du miroir déformable quand une ligne de 5 actuateurs présente une course différente du reste du miroir, dans le cas d'une membrane continue (b), et segmentée (c) [90].

### II.3.2.2 Étude de l'impact du déphasage sur les caractéristiques de l'impulsion synthétisée

On peut chercher à apprécier de manière générale l'impact des déphasages expérimentaux sur la synthèse de l'impulsion par sommation cohérente des différentes bandes spectrales. Il est possible de s'inspirer pour cela de ce qui a été fait dans le domaine spatial de la sommation cohérente de faisceaux lasers. Il existe en effet une analogie entre la synthèse d'un faisceau de forte brillance par juxtaposition cohérente de faisceaux et la synthèse d'une impulsion intense par addition cohérente de bande spectrales juxtaposées (figure II-18). Il y a alors correspondance entre position, largeur, et espacement de faisceaux alignés périodiquement espacés et fréquence centrale, largeur, et période d'un ensemble périodique de bandes de fréquence. Une relation de transformation de Fourier relie de manière identique champ proche et champ lointain d'une part, dans l'espace géométrique, et champ fréquentiel et champ temporel d'autre part.

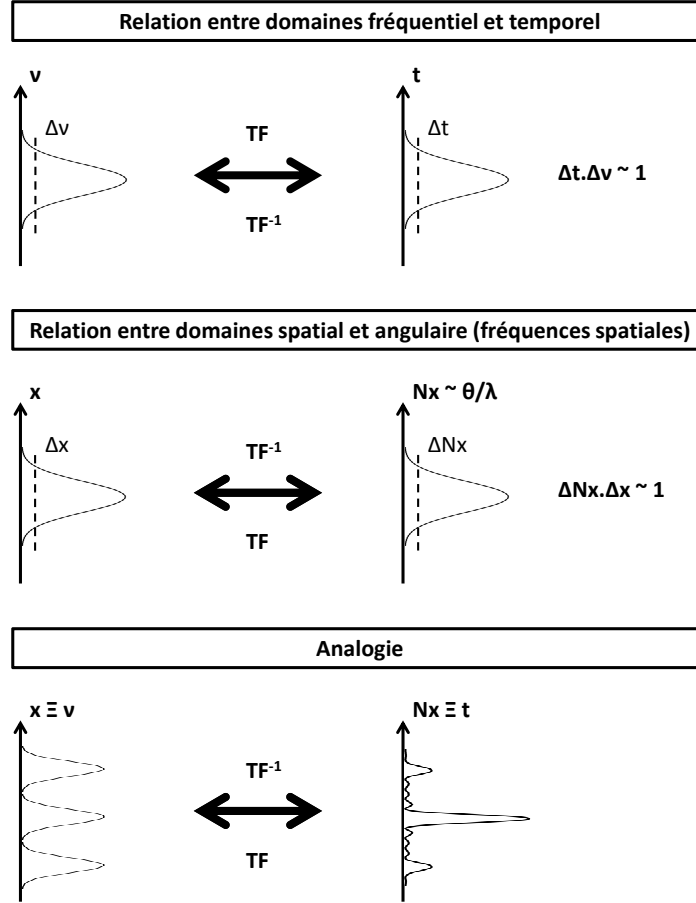


FIGURE II-18 : Analogie entre la synthèse d'un faisceau de forte brillance par juxtaposition cohérente de faisceaux et la synthèse d'une impulsion intense par addition cohérente de bandes spectrales juxtaposées.  $\Delta\nu$  et  $\Delta t$  représente la largeur à  $1/e^2$  du spectre et de l'impulsion.  $\Delta x$  et  $\Delta N_x$  représente de manière analogue la largeur à  $1/e^2$  du champ proche et du champ lointain.  $N_x$  représente les fréquences spatiales.

Ainsi si on considère un spectre  $s(\nu)$  centré sur  $\nu_0$  constitué de  $N$  bandes spectrales gaussiennes identiques  $g(\nu)$ , espacées d'un pas  $\Delta\nu$  (de puissance normalisée à l'unité) :

$$s(\nu) = g(\nu) \otimes \sum_{n=1}^N \delta(\nu - \nu_0 - n\Delta\nu) e^{j\phi_n} \quad (\text{II.22})$$

avec le signe  $\otimes$  traduisant un produit de convolution, et  $\phi_n$  la phase spectrale de chacune des gaussiennes. Le signal temporel correspondant s'écrit :

$$e(t) = e_0(t)r(t) \quad (\text{II.23})$$

avec  $r(t) = \sum_{n=1}^N e^{j(2\pi(\nu_0 + n\Delta\nu t) + \phi_n)}$ , la distribution liée à la superposition des bandes spectrales et  $e_0(t)$  le signal enveloppe du au profil d'une bande élémentaire.

L'intensité temporelle résultante s'écrit  $I(t) = |e_0(t)|^2 \langle |r(t)|^2 \rangle = I_0(t)R(t)$  où le second terme intègre l'impact des phases de chaque bande. Pour un ensemble de phases  $\phi$  identiques :

$$R(t) = \frac{\sin^2(\pi \cdot N \cdot t \cdot \Delta\nu)}{\sin^2(\pi \cdot t \cdot \Delta\nu)} \quad (\text{II.24})$$

Lorsque les phases des composantes spectrales ne sont pas uniformisées, on peut faire l'hypothèse qu'elles sont distribuées aléatoirement suivant une répartition gaussienne de valeur moyenne nulle et de variance  $\sigma_\phi^2 = \langle \phi^2 \rangle$ . Le profil temporel perturbé devient :

$$R_{pert}(t) = e^{(-\sigma_\phi^2)} \cdot R(t) + N \cdot (1 - e^{(-\sigma_\phi^2)}) \quad (\text{II.25})$$

Les erreurs de phase conduisent donc dans cette hypothèse à une réduction de la valeur crête de l'impulsion synthétisée d'un coefficient  $e^{(-\sigma_\phi^2)}$ , et à l'apparition d'un piédestal continu. Il n'y a cependant pas modification de la durée à mi-hauteur, sous réserve de faibles écarts de phase ( $\sigma_\phi^2 \ll \ln(N)$ ). Cette approche n'est toutefois valable que si les temps de groupe des différentes bandes sont ramenés à une valeur identique.

Afin de vérifier que l'efficacité de combinaison vérifie la loi de la formule II.25, une étude statistique, similaire à celle effectuée pour les écarts de temps de groupe, a été réalisée. Les paramètres mis en jeu dans les deux simulations sont rigoureusement identiques (bande spectrale, largeur élémentaire d'une bande spectrale, espacement inter-canaux, nombre de guides, nombre de tirages aléatoires effectués, amplitude des canaux spectraux, ...). Alors que les différences de temps de groupe sont maintenues nulles, les déphasages générés pour l'étude statistique sont compris dans une plage de valeurs allant de  $-\pi/2$  à  $\pi/2$ . Pour chaque tirage effectué, l'écart-type est calculé et normalisé par rapport à  $\pi$ .

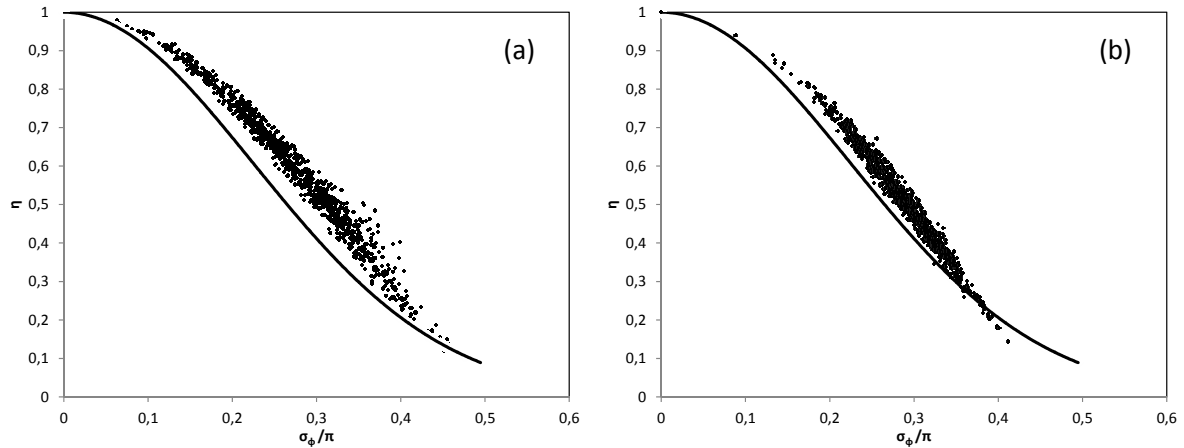


FIGURE II-19 : Variation de l'efficacité de combinaison en fonction de la disparité des phases à l'ordre 0 entre canaux pour un spectre présentant une largeur de 20 nm dans le cas où le découpage spectral est réalisé suivant (a) 5 bandes et (b) 11 bandes. Dans les deux cas, les résultats de simulations (croix noires) sont comparés à l'évolution régie par la formule II.25 (trait plein). L'intensité crête de l'impulsion en limite de Fourier est prise ici comme référence.

Malgré une différence, la tendance suivie par les résultats de simulation est en accord avec la loi d'évolution fixée par la formule II.25. Cet écart s'explique par le faible nombre de voies mises en jeu pour effectuer les simulations. On peut ainsi constater que dans les deux cas, un écart-type inférieur à environ  $\pi/8$  est nécessaire pour conserver une intensité crête supérieure à 90 % du cas idéal. Il est donc possible de conclure que la précision de  $\sim \pi/20$  du miroir déformable est suffisante pour s'approcher au plus près du cas idéal.

### II.3.2.3 Algorithmes d'optimisation applicables à la mise en phase des canaux spectraux

Nous avons pu voir au cours du premier chapitre que deux méthodes d'analyse et de correction de la phase étaient majoritairement utilisées pour la combinaison cohérente spatiale et la combinaison cohérente temporelle, à savoir les méthodes dites LOCSET [77] et Hänsch-Couillaud [75]. Ces méthodes de mise en phase ne sont pas forcément les plus adaptées à l'architecture d'amplification retenue qui utilise une fibre à cœurs multiples comme réseau d'amplificateurs.

L'asservissement développé par Hänsch et Couillaud repose sur la combinaison de deux faisceaux présentant des polarisations orthogonales. La proximité des faisceaux émergents d'une fibre multicœur ne permet pas d'appliquer facilement cette méthode d'asservissement, qui peut devenir rapidement encombrante si l'on considère la mise en phase d'un grand nombre d'émetteurs. De plus, les différentes fibres multicœur utilisées lors de mon doctorat n'étant pas toutes à maintien de polarisation, cette méthode d'asservissement a été rapidement écartée. L'asservissement de type LOCSET est pour sa part compatible avec cette architecture. En utilisant le miroir déformable présenté dans la partie précédente, il est

possible d'appliquer une modulation de phase différente pour chacun des canaux spectraux. Toutefois, la relation de phase entre faisceaux se propageant à travers une fibre à cœurs multiples est très stable pendant plusieurs heures [84]. Aussi, le phasage avec ce type de fibre ne justifie pas l'utilisation d'une boucle d'asservissement aussi rapide. La solution retenue et appliquée principalement lors de mes travaux de thèse a consisté à corriger les phases des canaux spectraux sans l'implémentation d'une boucle d'asservissement en raison de la stabilité du cophasage observée. L'utilisation d'un asservissement est toutefois indispensable pour une utilisation en dehors d'une salle d'expérimentation.

La procédure de mise en phase utilisée au cours des expériences menées durant mon doctorat s'est appuyée sur les travaux menés par I. M. Vellekoop et A. P. Mosk. L'objectif était alors de développer des solutions pour focaliser un faisceau à travers des milieux diffusants [91]. Pour ce faire, le profil de la phase spatiale du faisceau incident a été optimisé à l'aide d'un modulateur de phase spatiale de type SLM (figure II-20). La focalisation du faisceau sur cible en aval de l'objet diffusant est réalisée en façonnant spatialement la phase du faisceau en amont de l'objet de façon à pré-compenser les aberrations de phase subies à la traversée. Pour trouver l'allure du front d'onde à imposer sur le milieu, I. M. Vellekoop et A. P. Mosk ont utilisé une approche itérative. En jouant sur chaque pixel du modulateur de phase spatiale, on cherche à maximiser l'intensité lumineuse en un point en aval du milieu diffusant. La transposition peut être faite à notre schéma de combinaison spectrale cohérente dans lequel la fibre multicœur joue le rôle d'un milieu déphasant et la détection après propagation se fait dans le domaine temporel pour obtenir une impulsion intense.

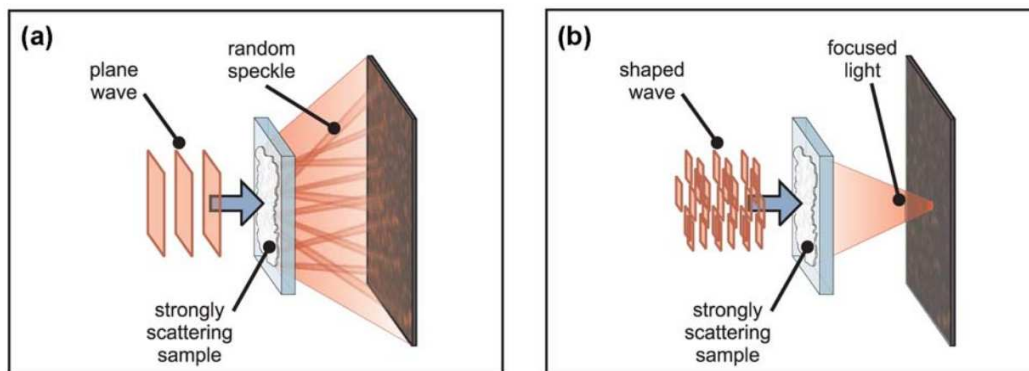


FIGURE II-20 : Schéma de principe de la focalisation d'un faisceau à travers un milieu diffusant. (a) Un faisceau ayant un profil de phase spatiale uniforme est diffusé (« speckle ») après traversée d'un milieu diffusant. (b) Un profilage de la phase spatiale du faisceau en amont du milieu diffusant permet la focalisation du faisceau sur une cible située après celui-ci [92].

Trois algorithmes d'optimisation ont été étudiés par cette équipe de recherche. Toutefois, le principe fondamental de chacun d'entre eux reste le même : chaque pixel du SLM balaye une plage de phase comprise entre 0 et  $2\pi$ . La valeur de phase pour laquelle l'intensité sur le point de focalisation recherché est la plus élevée est finalement appliquée. Le principe des trois algorithmes proposés par I. M. Vellekoop et A. P. Mosk sont représentés sur la figure II-21. Le premier algorithme (figure II-21 (a)) réalise un balayage de la phase entre 0

et  $2\pi$  pour un premier pixel puis sauvegarde la valeur de phase ayant permis d'atteindre l'intensité maximale sur la cible. Cette étape correspond à une itération du procédé. Ce pixel est remis à son état de phase initial avant de procéder de la même façon pour tous les autres pixels. Une fois tous les pixels testés, les phases sauvegardées sont appliquées simultanément à l'ensemble du SLM. Le deuxième algorithme opère de façon similaire à la différence près que la correction de phase est appliquée au fur et à mesure que les pixels sont testés (figure II-21 (b)). Le dernier algorithme proposé applique quant à lui simultanément le même balayage (et la même correction de la phase) à la moitié des pixels du SLM. Par la suite, une autre moitié aléatoire de la matrice est testée de la même manière. Cette procédure est ainsi répétée autant de fois que désirée (figure II-21 (c)).

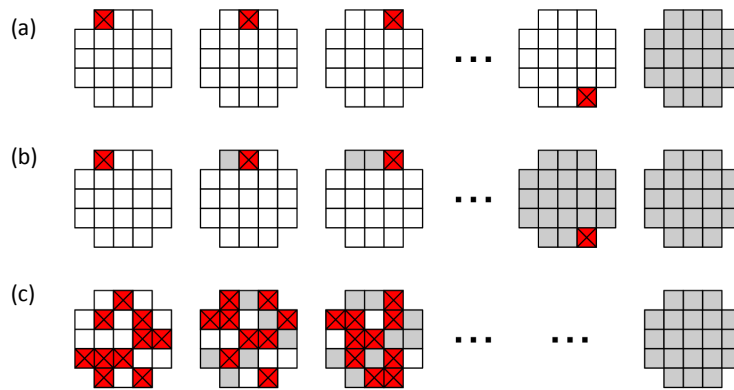


FIGURE II-21 : Principe de fonctionnement des trois algorithmes développés par I. M. Vellekoop et A. P. Mosk [91]. En blanc les pixels à leur état initial, en rouge les pixels en cours de « balayage », en gris les pixels optimisés.

Afin de comparer les performances des solutions proposées, le gain en intensité en fonction du temps (normalisé par rapport au temps mis pour réaliser une itération) a été calculé pour les trois algorithmes (Figure II-22). On constate que le premier algorithme (stepwise) présente une sensibilité accrue au glissement de phase du fait que la correction de phase n'est appliquée qu'après le test de tous les pixels, qui dans certains cas peuvent être nombreux. Le déphasage a alors le temps de varier durant cette étape de test. Les deux autres algorithmes procédant à une correction progressive de la phase ont une moindre sensibilité à la dynamique d'évolution des phases relatives. De par son faible temps pour converger vers la solution optimale, le deuxième algorithme (continuous) a été retenu pour la réalisation de la combinaison cohérente spectrale.



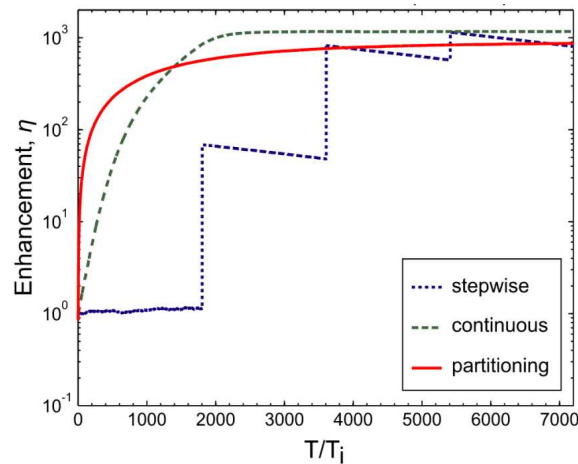


FIGURE II-22 : Evolutions de l'intensité au point de focalisation en fonction du temps, calculées avec les trois algorithmes d'optimisation. Le temps est ici normalisé par le temps nécessaire pour effectuer une itération. Le nombre de pixels à optimiser est fixé à 1804 [91].

### II.3.3 Efficacité de combinaison

Lors d'une étape de combinaison cohérente, l'efficacité de combinaison constitue un critère permettant de vérifier la qualité du cophasage. Dans le cas de la combinaison cohérente spectrale traitée dans ce manuscrit, les interférences se produisent dans le domaine temporel. Une mesure suivant la valeur crête de l'intensité est donc préférable. Le calcul de cette efficacité de combinaison est alors de la forme :

$$\eta_{P_c} = \frac{P_{c \text{ combinée}}}{|\sum_N \sqrt{P_{c N}}|^2} \quad (\text{II.26})$$

avec  $P_{c \text{ combinée}}$  la puissance crête de l'impulsion combinée en sortie de montage,  $N$  le nombre de canaux mis en jeu, et  $P_{c N}$  la puissance crête de chacune des répliques mesurée en aval du spectroscopie permettant la sommation des différentes voies amplificatrices. Dans les expériences menées durant mon doctorat une sensibilité de l'injection dans la fibre multicœur aux effets thermiques, ne permettant pas de déterminer l'intensité crête dans chacun des cœurs indépendamment des autres voies, ont empêché la détermination de ce facteur.

### II.3.4 Choix du détecteur pour la mise en phase des canaux spectraux

Dans les travaux de focalisation à travers les milieux diffusants, l'élément de mesure est la puissance moyenne collectée en un point de l'espace avec un détecteur ponctuel de type photodiode. Comme cela a été mentionné précédemment, les interférences se produisent dans le domaine temporel dans le cas de la combinaison cohérente spectrale. La mesure s'effectuant sur la valeur crête de l'intensité de l'impulsion recombinaisonnée, il apparaît alors intéressant d'exploiter le phénomène d'absorption à deux photons dans une photodiode. La condition à respecter pour obtenir une réponse non linéaire est que le double de l'énergie du

photon laser soit situé dans la bande d'absorption de la photodiode. Ainsi, une photodiode dont la sensibilité maximale est située dans le visible autour de 500 nm, utilisée avec un rayonnement laser à 1030 nm, peut délivrer un signal proportionnel à l'intensité crête de l'impulsion. Ce signal correspond plus précisément à une mesure d'autocorrélation de l'impulsion pour un retard nul. Toute augmentation de la tension délivrée par la photodiode traduit alors une augmentation de la puissance crête de l'impulsion, donc une meilleure mise en phase des canaux spectraux.

## **II.4 Démonstration expérimentale de la transmission d'un spectre large dans une fibre multicœur par découpage spectral suivie de la synthèse d'une impulsion brève**

Dans cette première expérience, l'objectif était la synthèse d'une impulsion brève dans un schéma similaire à celui de l'amplification multispectrale mais avec une fibre « blanche » (fibre sans dopants de type ions de terres rares). Cette expérimentation avec un faible nombre de guides alignés (5) était une première étape vers la validation du principe de combinaison spectrale et notamment de ces modules de découpage spectral et de recombinaison. Dans une première partie, la caractérisation de la fibre multicœur utilisée est détaillée. Le dimensionnement du montage en est déduit. Enfin, la synthèse d'impulsions à partir de cinq bandes spectrales juxtaposées est présentée.

### **II.4.1 Fibre optique passive à 19 cœurs**

#### **II.4.1.1 Caractéristiques opto-géométriques**

La fibre multicœur utilisée dans cette expérimentation était une fibre microstructurée air/silice fabriquée par l'institut de recherche IRCICA. La technique utilisée pour sa conception était de type « stack and draw ». Elle présentait 19 cœurs répartis suivant une maille hexagonale, dont seulement cinq, placés sur une même ligne, ont été exploités pour cette expérience (figure II-23). Ces cœurs, entourés de trous d'air (disques noirs sur la figure II-23), étaient non couplés entre eux et monomodes à la longueur d'onde d'utilisation (1030 nm). Chaque cœur est encadré par une paire de barreaux de silice dopés au bore (hexagones gris foncés sur la figure II-23) afin d'augmenter leur biréfringence, et ainsi rendre ces guides à maintien de polarisation. Pour cette fibre, la biréfringence atteignait  $1,3 \cdot 10^{-4}$ . Le diamètre de mode de chacun des cœurs était d'environ 14  $\mu\text{m}$ , pour un espacement inter-cœurs de 47  $\mu\text{m}$ . Le diamètre externe de la fibre était de l'ordre de 350  $\mu\text{m}$ . Les différences d'indice effectif entre les cœurs utilisés, ainsi que leur dispersion, étant des données cruciales pour le dimensionnement du montage, leur caractérisation par interférométrie spectrale a été réalisée.

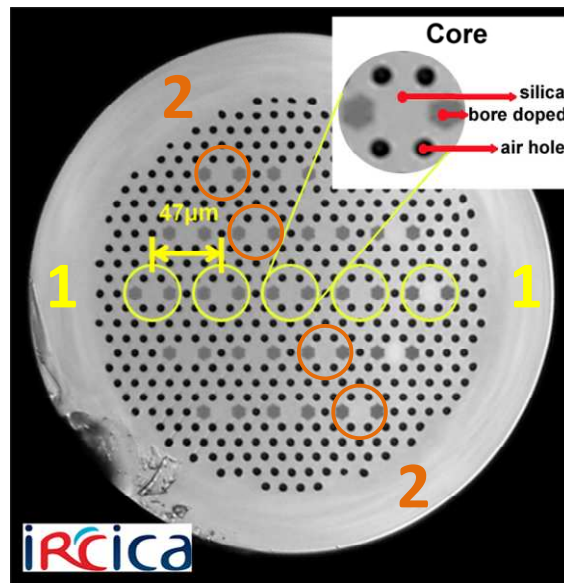


FIGURE II-23 : Fibre optique à 19 cœurs passifs, utilisée lors de la démonstration expérimentale de synthèse d'impulsions brèves sans amplification. Seuls cinq cœurs de la fibre multicœur ont été utilisés. Les disques noirs correspondent aux capillaires de la microstructure, les parties en gris clair à de la silice pure, et les hexagones en gris foncé à des barreaux dopés au bore. Les chiffres 1 et 2 permettent de repérer les axes sur lesquels cinq cœurs alignés sont exploitables.

#### II.4.1.2 Détermination de la différence d'indice effective $\Delta n_e$ et de la dispersion de vitesse de groupe entre cœurs

Cette caractérisation était basée sur l'utilisation d'un interféromètre de type Mach-Zehnder (figure II-24). Tandis qu'un bras de l'interféromètre était pris comme référence (fibre unimodale + ligne à retard en espace libre), la fibre multicœur sous test, d'une longueur de 23 m, était implémentée dans le second bras. Un analyseur de spectre optique relevait les interférences spectrales en sortie de l'interféromètre. Le signal source utilisé était délivré par un oscillateur laser dont le milieu amplificateur était un cristal Yb:KGW. Il délivrait des impulsions ayant une durée de 190 fs, de forme sécante hyperbolique ( $\Delta t \Delta \nu = 0,31$ ), en limite de Fourier à 1030 nm ( $\Delta \lambda_s \approx 7$  nm FWHM), à une cadence de 34 MHz. La polarisation linéaire du signal était alignée avec un des axes neutres des cœurs de la fibre multicœur. Afin de minimiser les différences de temps de groupe qui seraient liées à la courbure de la fibre enroulée (chemins optiques différents selon le positionnement du cœur analysé sur la section de la fibre), nous avons opté pour un enroulement en forme de huit. Cette géométrie égalise grossièrement les longueurs de chemins optiques dans les différents cœurs de la fibre. Dans cette configuration, chaque cœur de la fibre à tester était adressé individuellement et successivement pour enregistrer un ensemble d'interférogrammes et accéder à la phase spectrale accumulée par propagation dans chacun des cœurs.

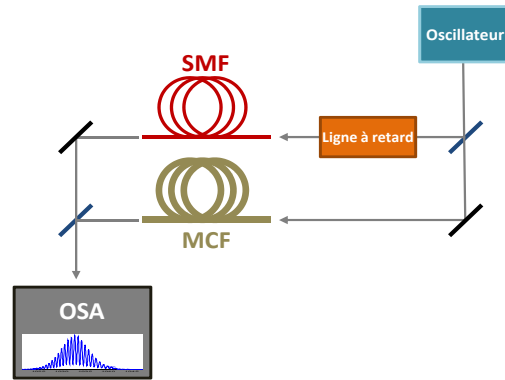


FIGURE II-24 : Montage d'interférométrie spectrale utilisé pour la caractérisation de la fibre multicœur (SMF : Single Mode Fiber, MCF : MultiCore Fiber, OSA : Optical Spectrum Analyzer).

#### II.4.1.2.1 Différence d'indice effectif

Afin de mesurer la différence de temps de groupe entre cœurs, la ligne à retard du bras de référence était ajustée, pour chacun des cœurs, de manière à caler l'ordre zéro du spectre cannelé sur la longueur d'onde centrale du signal. Les écarts mesurés sur la longueur de la ligne à retard donnaient directement les différences de longueurs optiques entre les cœurs. Ainsi, les valeurs de  $\Delta n_e$  pour les deux lignes de cinq cœurs de la fibre sous test ont été déterminées. Les différences de temps de groupe mesurées pour chacune de ces lignes de cœurs (figure II-25) correspondent à une différence d'indice effectif inférieure à  $10^{-4}$ . On constate toutefois que la distribution des différences de temps de groupe  $\Delta T_g$  mesurée est proche d'une loi linéaire. Nous avons attribué cette linéarité à un résidu de courbure différentielle entre les guides, que l'enroulement en 8 n'a pas complètement compensé. D'autre part, comme nous l'avons décrit dans la partie II.3.1.2 concernant la gestion de la dispersion de vitesse de groupe, une distribution linéaire de  $\Delta T_g$  est compensable par une association courbure/torsion de la fibre multicœur.

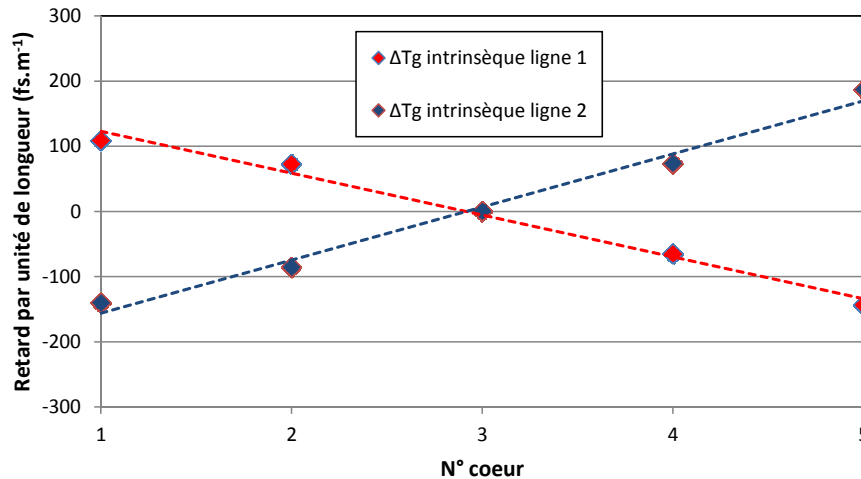


FIGURE II-25 : Différences de temps de groupe par mètre de fibre entre cœurs, référencées par rapport au cœur central de la fibre multicœur.

### II.4.1.2.2 Dispersion de vitesse de groupe

Pour déterminer la dispersion de vitesse de groupe des cœurs de la fibre, l'interférométrie spectrale et un traitement numérique à base de transformées de Fourier ont été utilisés. Cette technique est généralement connue sous le nom de « Fourier Transform Spectral Interferometry » [93]. Elle est utilisée pour connaître la différence de phase spectrale présente entre les deux bras de l'interféromètre. Le principe de cette méthode est résumé sur la figure II-26.

En considérant que la densité spectrale de puissance mesurée en sortie d'interféromètre,  $\tilde{S}(\omega)$ , provient de l'interférence des champs  $\tilde{E}_1(\omega)$  et  $\tilde{E}_2(\omega)$  issus respectivement de chacun des bras du Mach-Zehnder, l'équation de la densité spectrale mesurée peut être mise sous la forme :

$$\tilde{S}(\omega) = |\tilde{E}_1(\omega)|^2 + |\tilde{E}_2(\omega)|^2 + |\tilde{E}_1(\omega)||\tilde{E}_2(\omega)|e^{j(\Delta\varphi(\omega))}e^{j\omega\tau} + |\tilde{E}_1(\omega)||\tilde{E}_2(\omega)|e^{-j(\Delta\varphi(\omega))}e^{-j\omega\tau} \quad (\text{II.27})$$

soit :

$$\tilde{S}(\omega) = I_1(\omega) + I_2(\omega) + 2|\tilde{E}_1(\omega)||\tilde{E}_2(\omega)|\cos(\Delta\varphi(\omega) + \omega\tau) \quad (\text{II.28})$$

avec  $\Delta\varphi(\omega)$ , la différence de phase spectrale entre les champs,  $\omega\tau$  la phase spectrale linéaire correspondant au retard  $\tau$  induit par la ligne à retard du bras de référence, et  $I_i(\omega) = |\tilde{E}_i(\omega)|^2$ . En effectuant une transformée de Fourier inverse, le signal  $S(t)$  présente une composante centrée sur l'axe des temps, correspondant à la partie non modulée du spectre ( $I_1 + I_2$ ). L'information de phase  $\Delta\varphi(\omega)$  est contenue dans les autres composantes symétriques par rapport à l'origine des temps et retardée ou avancée d'une durée  $\tau$  par rapport à cet axe. Ces deux parties du signal temporel correspondent à la transformée de Fourier de la fonction cosinus de  $\tilde{S}(\omega)$ . Un fenêtrage centré en  $\tau$  est appliqué à  $S(t)$ . Une translation de  $-\tau$  est par la

suite appliqué au signal afin d'éliminer le décalage temporel dû à la ligne à retard ( $A_{AC}(t)$ ). En extrayant la phase de la transformée de Fourier de  $A_{AC}(t)$  on remonte alors à l'information de phase. Il est ainsi possible de déterminer l'écart de phase spectrale aux différents ordres entre le bras de référence, comportant une fibre unimodale standard, et le cœur de la fibre multicœur sous test. En procédant avec cette méthode, la dispersion de vitesse de groupe a été estimée à  $\sim -34 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  pour l'ensemble des cœurs de la fibre. Cette dispersion est très proche de celle d'une fibre unimodale telle que la HI1060 de chez Corning ( $-38 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  à 1060 nm) dont le diamètre de mode et l'ouverture numérique sont proches de ceux des cœurs de la fibre multicœur testés. Un calcul simple montre que cette fibre multicœur d'un mètre de longueur maintenue droite, guidant 5 impulsions élémentaires (5 cœurs) de bandes spectrales distinctes périodiquement espacées de 3,5 nm ( $\sim 17 \text{ nm}$  de bande spectrale globale correspondant à celle délivrée par l'oscillateur), engendre un retard maximum  $\Delta T_g$  entre les impulsions élémentaires de  $34 \cdot (4 \cdot 3,5) = 476 \text{ fs}$ . Ce retard est de l'ordre de grandeur de la durée de l'impulsion devant être synthétisée par la suite. Ce retard est également compensable par la technique de courbure/torsion de la fibre multicœur décrite précédemment.

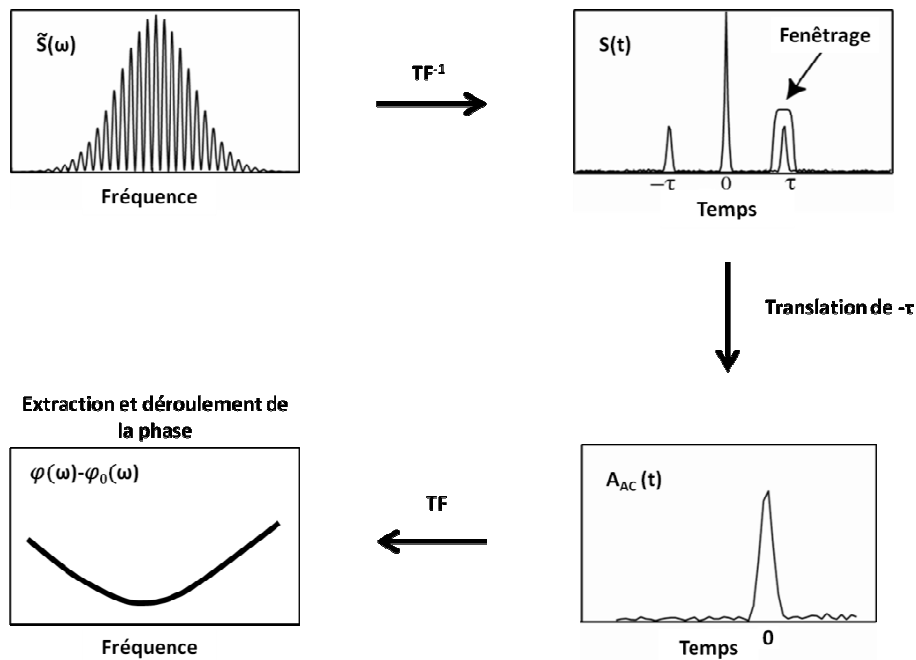


FIGURE II-26 : Schéma de principe de la technique «Fourier Transform Spectral Interferometry».

## II.4.2 Montage expérimental

Le montage expérimenté est représenté schématiquement sur la figure II-27. La composition des modules présentés sur la figure II-1 est ici détaillée. Le découpage spectral et la sommation des impulsions ont ainsi été assurés par deux spectroscopes à réseau. Les caractéristiques des composants mis en jeu pour cette expérimentation sont reportées sur la figure II-27. Le miroir déformable remplissant le rôle de modulateur de phase a été placé dans

le plan de sortie du spectroscopie d'entrée servant à l'affichage du spectre. Il était ainsi possible de pré-compenser les différences de phase entre canaux avant de les injecter dans la fibre. Deux systèmes afocaux, couplés à une matrice de microlentilles, géraient l'injection du signal dans les différents cœurs de la fibre. En sortie de celle-ci, la mise en phase des canaux spectraux était évaluée à l'aide d'une photodiode à absorption à deux photons dont la réponse spectrale était centrée autour de 500 nm (modèle G1116 de la marque Hamamatsu).

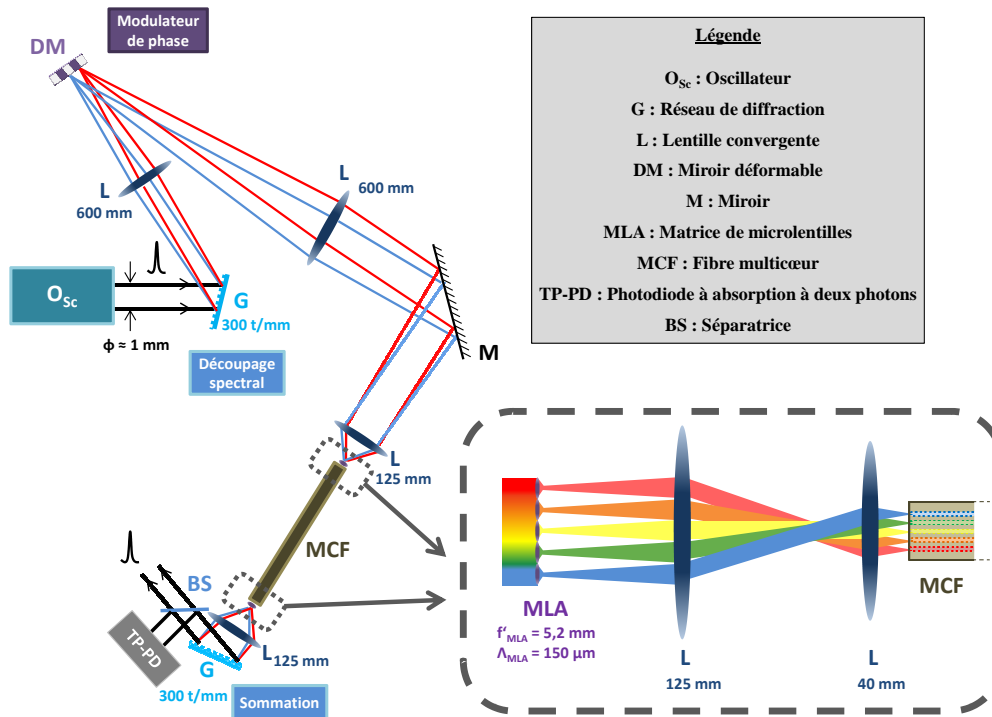


FIGURE II-27 : Schéma du montage expérimental utilisé pour réaliser la synthèse d'impulsions brèves avec la fibre passive à 19 cœurs (seuls 5 cœurs alignés étaient utilisés dans ces expériences).

## II.4.3 Résultats expérimentaux

### II.4.3.1 Synthèse d'impulsions

Les premiers résultats expérimentaux ont été obtenus avec une longueur de fibre multicœur d'environ 1 m, maintenue droite. L'oscillateur laser alimentant le dispositif était le même que celui employé pour la caractérisation de la fibre multicœur. Les caractéristiques (dispersion, résolution) du spectroscopie en amont de la fibre ont été ajustées afin d'injecter des bandes spectrales distinctes dans cinq cœurs alignés de la fibre multicœur précédemment décrite. Le dimensionnement réalisé correspondait à celui détaillé dans la partie II.2. Les cinq bandes spectrales avaient une largeur à mi-hauteur  $\delta\lambda_{\text{cœur}}$  d'environ 2,65 nm, pour un espacement inter-canaux  $\Delta\lambda$  d'environ 3,7 nm (figure II-28 (a)). Le découpage spectral réalisé expérimentalement était très proche de celui simulé par la méthode décrite dans la partie II.2.4 de ce chapitre. Le spectre recombinaison est faiblement modulé (figure II-28 (c)) car le taux de remplissage spectral choisi ( $\delta\lambda_{\text{cœur}}/\Delta\lambda$ ) était élevé.

Les traces d'autocorrélation obtenues en sortie de chacun des cœurs par une autocorrélation intensimétrique montraient une forme (gaussienne) et une durée semblables. La figure II-28 (b) compare l'une d'entre elle à celle de l'impulsion source. L'élargissement temporel observable entre les deux impulsions s'explique majoritairement par le découpage spectral réalisé. L'impulsion en limite de Fourier d'un spectre de type gaussien, d'une largeur  $\delta\lambda_{\text{cœur}} = 2,65 \text{ nm}$ , présente une durée à mi-hauteur d'environ 590 fs. Un allongement temporel d'environ 100 fs est également induit par la GVD. Au total, une trace d'autocorrélation ayant une durée proche de 990 fs est prévisible, très proche des 930 fs mesurées.

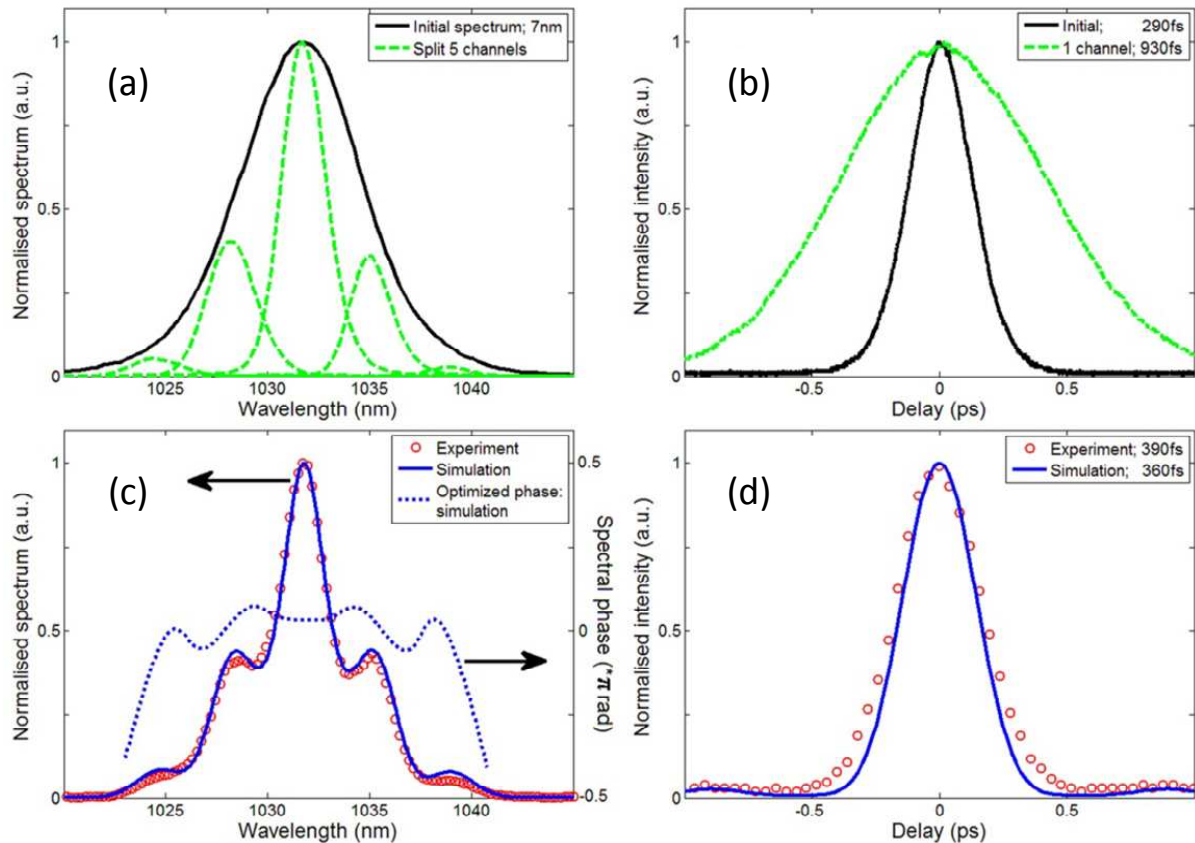


FIGURE II-28 : Spectres (partie gauche) et traces d'autocorrélation (partie droite). (a) Bandes spectrales sélectionnées par le dispositif (pointillés verts) et spectre de l'impulsion initiale (noir). (b) Traces d'autocorrélation intensimétriques expérimentales d'une impulsion émergent d'un cœur de la fibre multicœur (vert) et de l'impulsion source (noir). (c) Spectre et (d) trace d'autocorrélation obtenus après recombinaison cohérente des cinq bandes spectrales (cercles rouges). Les résultats expérimentaux sont en accord avec les simulations (bleu).

En utilisant l'algorithme d'optimisation présenté dans la partie II.3.2.3, la surface du miroir déformable était ajustée pour chacune des bandes spectrales afin de maximiser la tension délivrée par la photodiode à absorption à deux photons positionnée dans le faisceau recombinaison en sortie du système. Comme attendu, ce signal et le pic central de la trace d'autocorrélation évoluaient de manière semblable. Après plusieurs itérations du processus de mise en phase, la durée de l'autocorrélation de l'impulsion recombinaison a diminué jusqu'à une



valeur de 390 fs, soit environ 30 % de plus que celle (290 fs) de l'impulsion source (figure II-28 (d)). L'allure de la trace d'autocorrélation était alors similaire à celle de cette dernière, à l'exception de lobes satellitaires de très faible amplitude autour de 1 ps, dus aux modulations dans le spectre recombinaison lié au découpage spectral initial. A partir de la période de modulation  $\Delta\lambda$  (3,7 nm), on retrouve bien cet écart temporel  $\Delta t = \frac{\lambda^2}{c\Delta\lambda} \approx 1 \text{ ps}$ . En approximant le profil de l'impulsion recombinaison par une sécante hyperbolique, la durée de l'impulsion synthétisée expérimentalement était égale à 250 fs. Les résultats expérimentaux étaient conformes aux résultats de simulation obtenus à l'aide d'un algorithme simulant le montage (division spectrale et combinaison cohérente + asservissement). Avec ce programme, le profil de phase appliqué par le miroir déformable a pu être déterminé, et il a donc été possible de remonter à la phase spectrale résiduelle de l'impulsion recombinaison (figure II-28 (c)). L'augmentation de la durée de l'impulsion synthétisée, comparativement à l'impulsion initiale injectée dans le système, s'explique par le découpage spectral réalisé, réduisant la largeur à mi-hauteur du spectre de l'impulsion (3 nm contre 7 nm), ainsi que par la dispersion de vitesse de groupe qui dans ce cas n'a pas été compensée.

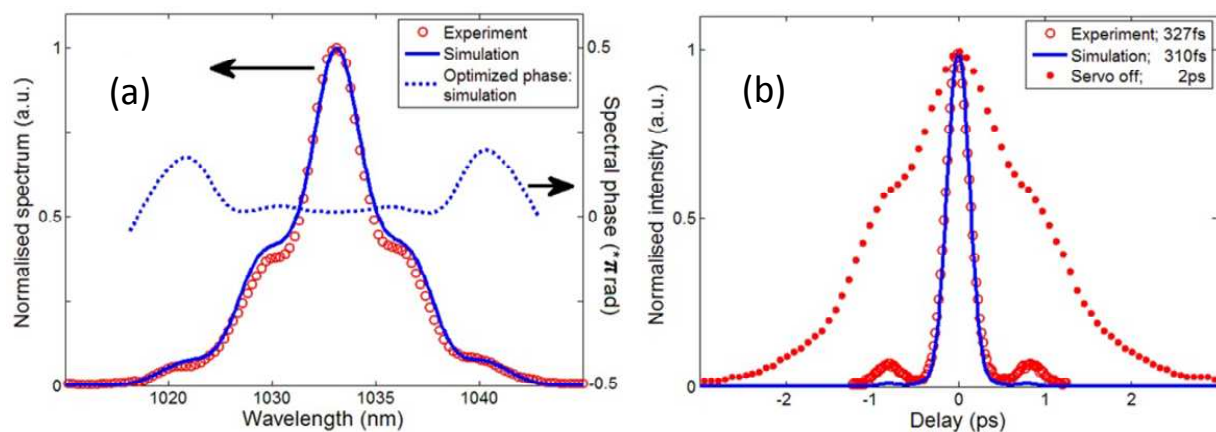


FIGURE II-29 : (a) Spectre expérimental obtenu avec compensation de la phase spectrale (cercles rouges). (b) Traces d'autocorrélation expérimentales obtenues en sortie de dispositif après recombinaison cohérente des cinq bandes spectrales sans (cercles pleins rouges) et avec (cercles rouges) compensation de la phase spectrale. Les résultats de simulation sont représentés sur les deux figures en bleu.

Pour compenser, au moins partiellement, la dispersion de vitesse de groupe intercanaux en appliquant une torsion à la fibre multicœur courbée en demi-arc de cercle, un second montage a été réalisé. La fibre était alors dans une configuration similaire à celle présentée dans la partie II.3.1.2.1. Les caractéristiques des spectroscopes en entrée et sortie du montage sont restées identiques. La longueur de la fibre multicœur était quant à elle supérieure, proche de 1,5 m. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure II-29. Dans la position initiale (surface du miroir déformable plan et aucune torsion de la fibre multicœur), la trace d'autocorrélation obtenue présentait une durée de 2 ps, valeur largement supérieure à celle de l'impulsion source (290 fs). En ajustant la torsion appliquée à la fibre dans un premier temps, puis en optimisant le profil du miroir déformable par la suite, une impulsion

de 212 fs (durée de la trace d'autocorrélation = 327 fs) a été synthétisée, soit une durée supérieure de seulement 10 % par rapport à l'impulsion initiale. Les lobes secondaires étaient toujours observables dans la trace d'autocorrélation. Bien que la fibre multicœur employée fut plus longue, la compensation de la dispersion de vitesse de groupe par la torsion de la fibre a permis de diminuer sensiblement la durée de l'impulsion synthétisée. Cette observation est également validée par le profil de phase résiduelle de l'impulsion recombinaisonnée, sensiblement moins importante au centre du spectre que dans le cas précédent, là où la plus grande partie de l'énergie est concentrée.

Pour les deux configurations présentées précédemment, une stabilité du cophasage dans le temps a été vérifiée à l'échelle de plusieurs minutes sans que des précautions particulières aient été prises.

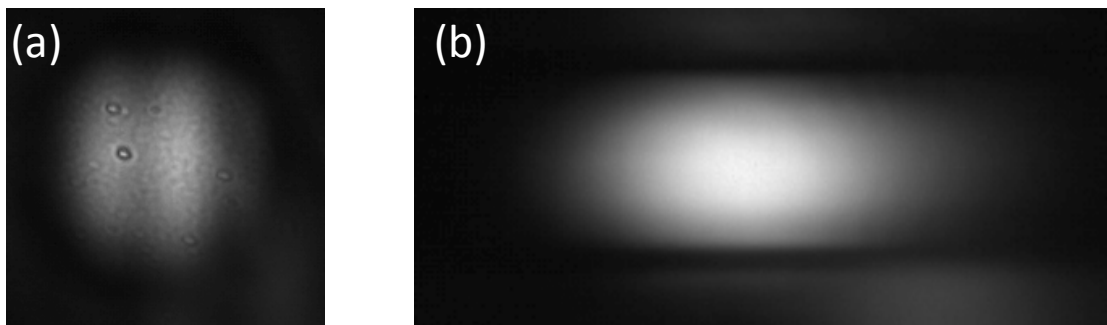


FIGURE II-30 : Profil spatial du faisceau recombinaisonné (a) au niveau du réseau de diffraction du spectroscopie de sortie et (b) en champ lointain.

Nous avons également à analyser les caractéristiques spatiales du champ recombinaisonné. En champ proche, c'est-à-dire dans le plan du réseau de diffraction, la distribution d'éclairement présente une modulation en intensité peu contrastée traduisant la présence d'interférences entre les faisceaux issus des cœurs adjacents de la fibre. Ces franges sont le résultat d'une légère diaphonie entre cœurs voisins. Le taux de remplissage de la matrice de microlentilles étant proche de 1, l'interfrange de la figure d'interférence est du même ordre de grandeur que le diamètre du faisceau recombinaisonné. En champ lointain, le faisceau combiné (figure II-30 (b)) est elliptique (taux d'ellipticité  $\approx 2,4$ , en accord avec les résultats de la partie théorique II.2.3). Cette ellipticité traduit le fait que les longueurs d'onde sont spatialement distribuées en champ lointain (chirp angulaire). Cette distribution sera analysée expérimentalement dans le troisième chapitre.

D'un point de vue énergétique, les montages présentés ici avaient dans leur ensemble un faible facteur de transmission (7,5 % entre la puissance en aval du spectroscopie de sortie et la puissance en amont du spectroscopie d'entrée). La plupart de la puissance est ici perdue au niveau de l'injection du signal dans la fibre optique ( $\sim 60$  % de pertes). Cette valeur s'explique notamment par le fait que l'injection dans chacun des cœurs ne pouvait être faite indépendamment de celles dans les autres guides optiques. La périodicité, le parallélisme et l'orientation de la matrice de microlentilles par rapport aux cœurs de la fibre est ici

particulièrement critique. Un compromis a donc dû être trouvé afin d'injecter de manière homogène les différents cœurs.

	Longueur fibre (m)	Nombre cœurs	Gestion GVD	$\delta\lambda_{\text{cœur}} / \delta\lambda_{\text{tot}}$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Durée en fs (FWHMI)	Ellipticité
Oscillateur				7		190	
Réalisation 1	$\approx 1$	5	non	2,65 / 3	3,7	250	2,4
Réalisation 2	1,5		oui			212	

FIGURE II-31 : Tableau récapitulatif des performances atteintes lors de la synthèse d'une impulsion brève par combinaison cohérente spectrale avec une fibre « blanche » multicœur.  $\delta\lambda_{\text{cœur}}$  correspond à la largeur d'un spectre élémentaire (FWHM),  $\delta\lambda_{\text{tot}}$  à la bande spectrale totale (FWHM), et  $\Delta\lambda$  à l'espacement inter-canaux.

### II.4.3.2 Profilage d'impulsions

Une capacité supplémentaire de la synthèse d'impulsions par combinaison spectrale cohérente réside dans le fait que le profil de la phase spectrale est ajustable. Il est donc possible de synthétiser des impulsions présentant une allure différente de celle de l'impulsion source. Afin de valider cette idée, deux exemples de profilage ont été réalisés.

En utilisant comme point de départ la configuration où l'impulsion recombinaison était la plus proche de l'impulsion source (phase spectrale uniforme), un déphasage supplémentaire proche de  $+\pi/2$  ou  $-\pi/2$  a été appliqué de façon alternée par le miroir déformable aux différentes bandes spectrales. Par ce procédé, le taux de modulation du spectre a été maximisé. En travaillant à énergie constante, cela traduit le fait que les canaux ont été placés en opposition de phase de proche en proche. En observant le spectre expérimental sur la figure II-32 (a), l'opposition de phase entre bandes spectrales est vérifiée. De ce profilage de phase a résulté la synthèse de deux impulsions identiques de 245 fs, espacées de 880 fs. La trace d'autocorrélation correspondante est présentée figure II-32 (b). Grâce à un ajustement différent de la relation de phase entre canaux, il a été également possible d'obtenir à titre d'exemple un autre profilage de l'impulsion recombinaison, menant à une trace d'autocorrélation triangulaire (figures II-32 (d)) et donc à une impulsion quasi rectangulaire.

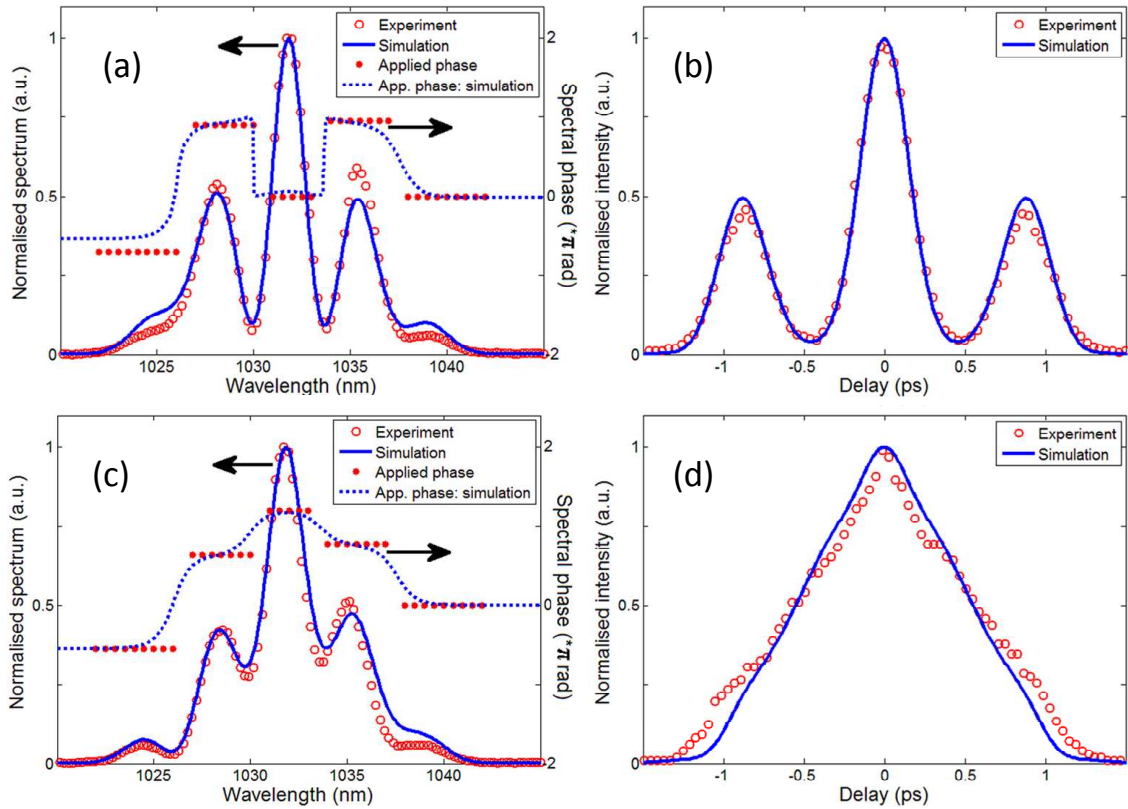


FIGURE II-32 : Spectres expérimentaux et traces d'autocorrélation (rouge) obtenus lors de la synthèse ((a) et (b)) d'une double impulsion et ((c) et (d)) d'une impulsion carrée. Les résultats de simulation sont en bleu.

Les résultats obtenus lors de cette démonstration de principe sans amplification nous ont permis de valider les concepts de décomposition spectrale dans une fibre multicœur et de combinaison cohérente spectrale pour la transmission d'impulsions femtosecondes. Il a ainsi été possible de synthétiser en sortie de fibre une impulsion présentant une durée et une forme comparable à celles de l'impulsion source et de reconstruire des impulsions brèves avec des profils très différents.

## Conclusion

La nouvelle approche que constitue l'amplification par division et combinaison cohérente spectrale pour la génération d'impulsions femtosecondes de forte puissance crête a été développée au cours de ce second chapitre. En permettant de réduire l'intensité instantanée d'une impulsion par un facteur  $N^2$ , avec  $N$  le nombre d'amplificateurs mis en parallèle, cette technique de combinaison cohérente spectrale propose une solution pour repousser le niveau d'apparition des non-linéarités dans les chaînes d'amplification d'impulsions ultra-brèves large bande. De plus, le découpage spectral réalisé autorise une réduction de l'impact du rétrécissement spectral par le gain. La compatibilité de cette technique avec l'amplification à dérive de fréquence constitue un atout supplémentaire pour obtenir des impulsions énergétiques inférieures à la centaine de femtosecondes.

Après avoir étudié les différents arrangements possibles pour la mise en parallèle des amplificateurs (fibres indépendantes ou fibre multicœur), et les différents moyens qu'il est possible de mettre en œuvre pour la réalisation du découpage spectral et de la combinaison spectrale, notre choix s'est porté sur l'utilisation d'une fibre à cœurs multiples afin de pouvoir gérer des bandes spectrales dont la relation de phase évolue lentement. En ayant choisi un réseau de guide au sein d'une même fibre de moins d'un millimètre de diamètre, l'utilisation de spectroscopes à réseaux couplés à des matrices de microlentilles est apparu comme la solution la plus adaptée pour les étapes de division et de sommation. La modélisation de ces éléments a permis d'affiner leur dimensionnement pour optimiser les qualités spatiale et temporelle des impulsions en sortie de montage, tout en maximisant le taux de couplage dans les cœurs de la fibre. Ainsi, l'emploi d'une matrice de microlentilles à fort taux de remplissage facilite la synthèse d'un spectre recombinaison dont le taux de remplissage spectral, proche de l'unité, limite l'apparition de répliques temporelles autour de l'impulsion synthétisée. D'autre part, pour conserver une divergence du faisceau recombinaison dans la direction de dispersion semblable à la divergence due à la diffraction, les deux spectroscopes (entrée et sortie) doivent être identiques et dimensionnés de façon à ce que le plus petit élément spectral résolu ( $\delta\lambda$ ) soit semblable à la dispersion angulaire introduite ( $\Delta\lambda$ ). La bande spectrale injectée dans chaque cœur est alors de l'ordre de grandeur de  $\Delta\lambda$ .

La gestion des différents ordres de la phase spectrale a également été abordée au cours de ce chapitre. En ce qui concerne la gestion des différences de temps de groupe entre les cœurs, la différence d'indice effectif entre ces derniers et la dispersion de vitesse de groupe sont les deux sources principales de retards. La différence d'indice effectif doit être correctement estimée afin de savoir s'il est nécessaire de compenser celle-ci, notamment par l'introduction de lignes à retard ou un découpage spectral suffisamment fin pour avoir des durées d'impulsions très supérieures aux retards mis en jeu. En raison de la distribution linéaire des différences de temps de groupe introduites par la GVD, la réalisation d'une boucle avec la fibre multicœur, ou la courbure et la torsion de celle-ci, sont des solutions aptes à annuler les retards linéaires induits entre les canaux spectraux. Afin d'estimer quels écarts de temps de groupe entre les cœurs sont tolérables sans nuire à l'intensité crête de l'impulsion

recombinée, des simulations du montage expérimental ont été effectuées. Il est ainsi apparu que pour un spectre ayant une largeur de 20 nm, une différence de temps de groupe de 300 fs mène à une réduction de 30 % de l'efficacité de combinaison pour un découpage spectral en 5 bandes distinctes, contre 10 % en 11 bandes. Dans le premier cas expérimental traité au cours de ce manuscrit, la différence d'indice effectif était suffisamment faible pour ne pas avoir de répercussions sur les caractéristiques de l'impulsion synthétisée. Une étude similaire à celle réalisée pour évaluer l'impact des différences de temps de groupe a également été faite pour déterminer la précision du cophasage nécessaire à l'ordre 0. Il a ainsi été démontré qu'une correction de phase avec une précision de l'ordre de  $\pi/8$  est suffisante pour maintenir une efficacité de combinaison supérieure à 90 % dans le cas précédemment cité.

Une spécificité de la combinaison cohérente spectrale a également été soulevée. Les interférences ayant lieu pour cette architecture dans le domaine temporel, le maintien du cophasage entre les différentes voie ne peut être assurée que par un suivi de l'intensité crête de l'impulsion synthétisée. Ainsi un système de détection adapté (photodiode à absorption à deux photons) est indiqué.

Pour finir, la synthèse d'impulsions ultra-brèves par la technique de combinaison cohérente spectrale a été démontrée avec l'utilisation d'une fibre multicœur non amplificatrice. Deux configurations, une première où la fibre était maintenue droite et une seconde où une courbure et une torsion de la fibre ont été exercées, ont pu être mises en œuvre. Les meilleurs résultats en termes de durée d'impulsion ont été obtenus avec la seconde configuration en raison d'une meilleure compensation de la dispersion de vitesse de groupe. Une impulsion presque aussi courte (212 fs) que l'impulsion source (190 fs) a ainsi pu être obtenue. La gestion du profil de phase du spectre recombinaison a également permis le profilage temporel des impulsions émises (impulsion double ou carrée). La combinaison spectrale cohérente ayant fait ses preuves avec une fibre blanche, l'étape suivante consiste donc à ajouter à cette architecture un volet amplification.



## **Chapitre III**

# **Combinaison spectrale cohérente en régime d'amplification pour la synthèse et le profilage d'impulsions femtosecondes**

Au travers des précédents chapitres, nous avons pu voir que la combinaison cohérente spectrale était une technique susceptible d'être complémentaire des dispositifs d'amplification actuels dédiés aux impulsions ultra-brèves large bande. En effet, la compression non-linéaire et la configuration présentée dans ce manuscrit sont à ce jour les seules solutions au rétrécissement spectral par le gain constituant un des verrous pour la montée en puissance du régime femtoseconde. Afin d'atteindre des durées d'impulsions similaires à celles accessibles avec la compression non-linéaire d'impulsions après amplification, la compatibilité de l'amplification par décomposition et combinaison cohérente spectrale avec des impulsions large bande ( $\sim 40$  nm) a dû être démontrée. Les travaux menés au cours de mon doctorat, et présentés dans ce dernier chapitre, ont ainsi menés à travailler avec des bandes spectrales allant de quelques nanomètres à plusieurs dizaines de nanomètres.

Après avoir dimensionné et simulé différentes étapes clefs de la combinaison cohérente spectrale, une expérience sans amplification a permis de démontrer la capacité de cette architecture à réaliser la synthèse et le profilage d'impulsions femtosecondes. Les performances en régime d'amplification restent donc à confirmer. Des fibres multicœurs amplificatrices (cœurs dopés aux ions de terres rares ytterbium) ont été utilisées dans les expériences présentées dans la suite de ce chapitre. Il est important de préciser que l'absence d'une gaine interne et la petite section des guides dans ces fibres multicœurs limitaient les performances énergétiques des systèmes expérimentés. Cependant, après une étude du système d'amplification multispectrale fonctionnant en régime linéaire (pas ou peu d'effets non-linéaires au cours de la phase d'amplification), la petite section des guides des fibres multicœurs a permis d'explorer le cas où des non-linéarité de type Kerr sont exacerbées. Par la suite, l'évolution de l'architecture retenue au cours de ce manuscrit en vue d'obtenir des impulsions brèves et énergétiques est discutée. D'autre part, la réalisation d'un oscillateur laser femtoseconde reposant sur l'amplification en parallèle de bandes spectrales distinctes et de leur mise en phase intracavité, mettant en jeu la combinaison cohérente spectrale, est abordée.

### **III.1 Amplification multispectrale d'impulsions femtosecondes de faible largeur spectrale en régime linéaire**

Dans le chapitre précédent, un dispositif de synthèse d'impulsions brèves basé sur l'emploi d'une fibre multicœur passive était présenté. Celui détaillé dans la suite de ce



chapitre intègre une fibre à 15 cœurs dopés aux ions ytterbium afin d'ajouter une fonction d'amplification. L'objectif premier est de mettre en évidence le gain en puissance, en régime d'amplification linéaire, apporté par cette architecture à multiples guides amplificateurs comparativement à un système dans lequel l'ensemble de la bande spectrale est amplifié dans un seul guide de même section. Autrement dit, ce gain correspond au rapport des puissances moyennes maximales extraites dans les deux configurations en restant sous le seuil d'apparition d'effets non-linéaires ( $B \leq 1$  rad). Le profilage d'impulsions a également suscité notre attention. Cette première partie commence par la description de la fibre multicœur amplificatrice employée par la suite.

### **III.1.1 Caractéristiques opto-géométriques de la fibre utilisée pour la première réalisation d'amplification multispectrale**

La fibre à cœurs multiples mise en jeu dans ces travaux a été spécialement conçue et fabriquée par l'institut de recherche IRCICA (USR 3380) pour cette expérimentation. Une distribution linéaire des cœurs a ici été choisie du fait que la dispersion introduite par le module de découpage spectral (spectromètre à réseau couplé à une matrice de microlentilles) ne soit que suivant une seule direction de l'espace. Nous avons ainsi préféré ne pas introduire de composants supplémentaires permettant une redistribution en deux dimensions du spectre dispersé afin de limiter les pertes au sein du montage. L'espacement entre les cœurs a quant à lui été fixé par la période de la matrice de microlentilles utilisable. Le coût et les délais de fabrication pour ce type de composant pouvant être élevés, il était ici préférable d'adapter la distance inter-cœurs au pas de la matrice de microlentilles. Pour avoir le plus de cœurs possibles, un pas relativement faible ( $30 \mu\text{m}$ ) a été fixé, le nombre de cœurs exploitables étant toutefois limité à douze en raison des dimensions du miroir déformable (partie II.3.2.1). Pour que ces derniers soient monomodes et découplés les uns des autres, une taille de cœur réduite a dû être adoptée. Une taille de mode semblable à celle d'une fibre de type HI1060 de Corning ( $\approx 6 \mu\text{m}$ ) était compatible avec le cahier des charges fixé. Un dopage aux ions ytterbium des cœurs de la fibre a également été demandé pour l'amplification avec un pompage cœur afin de pouvoir moduler le niveau de pompage de chaque guide de manière indépendante. Pour finir, une différence d'indice effectif maximale de l'ordre de  $10^{-4}$  était souhaitée afin de limiter l'impact des différences de temps de groupe sur l'efficacité de combinaison. Cette valeur correspond à la borne haute (calculée pour une bande spectrale de 20 nm à mi-hauteur) déterminée par les simulations introduites dans la partie II.2 de ce manuscrit afin de conserver une efficacité de combinaison supérieure à 90 %.

La fibre conçue par IRCICA a été obtenue par la même technique de fabrication que la fibre passive étudiée précédemment (« stack and draw »). Comme il est possible de l'observer sur la figure III-1, la fibre est constituée de 15 cœurs (points verts) distribués linéairement suivant un diamètre de la fibre. Tous les cœurs sont monomodes à la longueur d'onde d'utilisation (1030 nm). D'autre part, aucun couplage n'a été observé entre eux sur la longueur de fibre disponible (quelques mètres). L'entraxe entre cœurs est d'environ  $24 \mu\text{m}$ , avec un diamètre de mode de  $\sim 5 \mu\text{m}$ . Une grande précision quant à la distance inter-cœurs était indispensable pour assurer un couplage efficace au moyen d'un réseau de microlentilles.

En effet, une différence de seulement 3 % entre le pas des microlentilles et des cœurs conduit à un décalage suffisant pour ne pas coupler la lumière dans les cœurs situés aux extrémités de la fibre. La réduction de l’entraxe entre les cœurs par rapport à celui désiré au cours du processus de fabrication nous a conduit à introduire un système afocal afin d’adapter ce pas à celui de la matrice de microlentilles (figure III-3). Le diamètre total de la fibre fabriquée est de  $\sim 500 \mu\text{m}$ . Contrairement à la fibre multicœur précédente, on peut remarquer ici que la fibre ne présente pas de barreaux de contrainte permettant le maintien de la polarisation du champ incident au cours de la propagation. Cette observation est confirmée par la valeur de la biréfringence mesurée, de l’ordre de  $10^{-5}$ . Le dopage en ions ytterbium des cœurs a été choisi afin d’avoir un niveau d’absorption de  $\sim 5 \text{ dB.cm}^{-1}$  pour une longueur d’onde incidente de 976 nm.

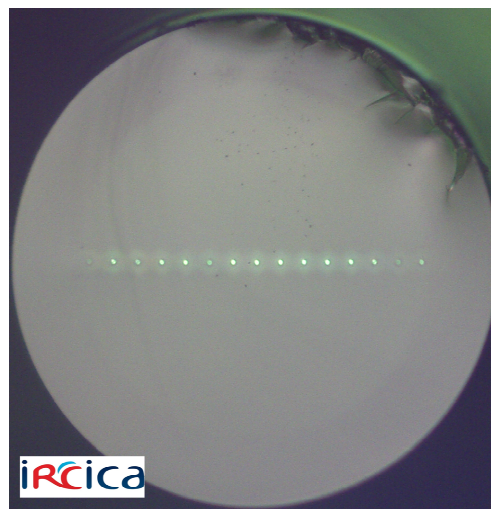


FIGURE III-1 : Fibre optique multicœur active dopée aux ions ytterbium. Les quinze cœurs de la fibre, espacés d’un pas de  $24 \mu\text{m}$ , correspondent aux zones vertes. Leur diamètre de mode est de  $\sim 5 \mu\text{m}$ .

La différence d’indice effectif entre cœurs, ainsi que la dispersion de vitesse de groupe, ont été déterminées par interférométrie spectrale en maintenant la fibre droite. La procédure employée pour obtenir ces valeurs était analogue à celle détaillée pour la démonstration en régime passif (partie II.4.1.2). La dispersion de vitesse de groupe a été estimée à environ  $-68 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$ , une valeur trouvée semblable pour tous les cœurs. Le retard par unité de longueur entre cœurs est observable sur la figure III-2. Pour maintenir une différence de temps de groupe inférieure à 100 fs par unité de longueur, un contrôle de la différence d’indice à  $\sim 10^{-5}$  aurait été nécessaire. On constate que malgré une distribution plus inhomogène des retards différentiels que pour la fibre multicœur passive précédemment caractérisée, la loi de distribution reste grossièrement linéaire. La différence d’indice effectif maximale a quant à elle été évaluée à  $\sim 3,5.10^{-4}$  lorsque la fibre était maintenue droite. Une limitation du nombre de cœurs exploitables a toutefois été imposée par le modulateur de phase. Ce dernier ne possédait que 12 actuateurs en ligne, ne pouvant donc gérer que douze bandes spectrales. Du fait que la fibre a été maintenue droite pour cette expérience, le choix

des cœurs exploités a été effectué de façon à minimiser la différence de temps de groupe entre les cœurs. L'écart-type des différences de temps de groupe entre cœurs était proche de 300 fs.

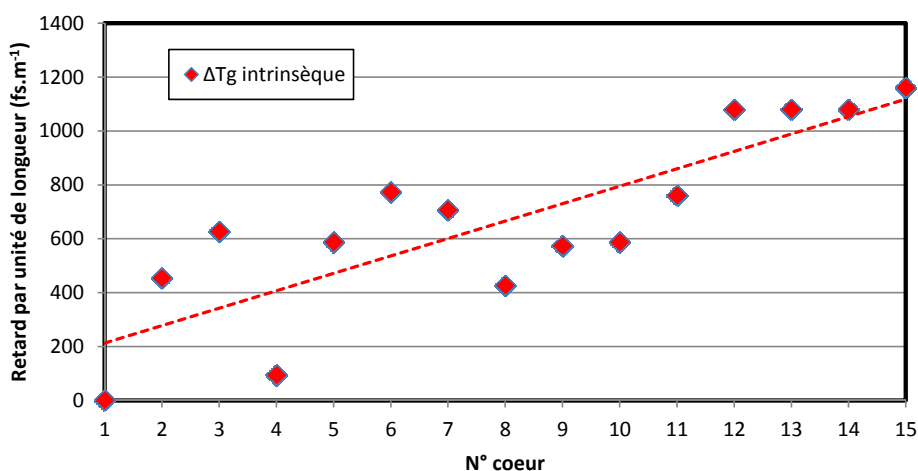


FIGURE III-2 : Différences de temps de groupe entre cœurs mesurées par rapport au cœur numéro 1 de la fibre à 15 cœurs espacés de 24  $\mu\text{m}$ . Les douze cœurs successifs permettant d'atteindre un écart-type de temps de groupe minimal (260 fs) sont pris entre les cœurs numéro 2 et 13.

### III.1.2 Montage expérimental

Le dispositif expérimental relatif à l'amplification en régime linéaire est schématiquement représenté sur la figure III-3. Le signal alimentant les amplificateurs était délivré par un oscillateur laser dont le milieu amplificateur est un cristal Yb:KGW. Des impulsions de 230 fs (FWHMI) avec un profil  $\text{sech}^2$  étaient émises en limite de Fourier à une cadence de 54 MHz, pour une longueur d'onde centrale de 1028 nm. La polarisation du faisceau était linéaire et orientée de façon à maximiser l'efficacité de diffraction du premier spectroscopie rencontré.

Le découpage spectral réalisé à la suite de l'oscillateur a reposé sur l'utilisation d'un spectromètre à réseau. Son dimensionnement était similaire à celui décrit dans le deuxième chapitre de ce manuscrit. En utilisant un réseau de diffraction avec 600 traits/mm (fonctionnement à l'ordre 1), incliné de  $-16^\circ$  par rapport au faisceau signal incident de diamètre  $\phi = 3$  mm, et une lentille de 300 mm, le spectroscopie d'entrée présentait un rapport  $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \approx 0,6$ , avec  $\delta\lambda$  le plus petit élément spectralement résolu par le spectroscopie et  $\Delta\lambda$  l'écart spectral entre les canaux. Le dimensionnement du spectroscopie d'entrée a donc permis de se placer dans une configuration favorable pour réduire l'impact de la diaphonie entre les canaux spectraux (une même composante spectrale distribuée sur plusieurs canaux voisins). Expérimentalement, le spectre collecté par chacun des cœurs de la fibre a pu être mesuré en utilisant l'ordre 0 du spectroscopie situé en aval de la fibre à cœurs multiples. Cet ordre agissant comme un miroir, il a été possible d'imager la face de sortie de la fibre et détecter de manière indépendante la lumière émise par chacun des guides. De cette façon on a pu vérifier

que le spectre incident a été découpé en douze bandes spectrales de largeur  $\delta\lambda_{\text{cœur}}$  de 0,85 nm (FWHM) avec une périodicité inter-canaux proche de 0,92 nm (figure III-4 (a)).

Le taux d'injection du signal dans la fibre multicœur a été évalué à près de 20 %. Cette faible valeur peut s'expliquer par la valeur du taux de remplissage de la matrice de microlentilles légèrement différent de 1 (0,9), par la très grande précision avec laquelle les cœurs et la matrice de microlentilles doivent être alignés (parallélisme, orientation, périodicité) ainsi que par l'absence d'un traitement antireflet sur les faces de cette optique. Les traces d'autocorrélation des impulsions élémentaires étaient similaires entre elles et avaient une durée d'environ 2,6 ps à mi-hauteur (figure III-4 (b)). La trace d'autocorrélation de l'impulsion source de 350 fs (FWHM) est donnée ici à titre comparatif. Le filtrage spectral réalisé par le mode de chaque cœur de la fibre étant quasi-gaussien, la durée des impulsions élémentaires correspondantes, supposées également gaussiennes, était estimée à 1,84 ps (FWHMI). Cette valeur est semblable à la durée d'une impulsion gaussienne de largeur spectrale  $\delta\lambda_{\text{cœur}} = 0,85$  nm en limite de Fourier (1,83 ps) en raison du faible impact de la dispersion de vitesse de groupe sur une bande de spectre aussi faible ( $\approx 60$  fs de retard entre les longueurs d'onde extrêmes pour 1 m de fibre).

La longueur de fibre employée pour réaliser cette démonstration en amplification était proche du mètre. A l'aide du programme utilisé pour déterminer l'évolution de l'efficacité de combinaison en fonction des différences de temps de groupe entre cœurs (partie II.3.1.4), la réduction de l'efficacité de combinaison due à l'impact de la différence d'indice effectif expérimentale et à la dispersion de vitesse de groupe a été estimée à 35 %.

Le miroir déformable utilisé précédemment a de nouveau été employé afin de pouvoir ajuster la phase spectrale d'ordre 0 des champs acheminés par chacun des cœurs mis en jeu. Ainsi, chacune des douze bandes spectrales a été imagée sur une colonne d'actuateurs du miroir déformable. De cette façon, la procédure d'optimisation de la phase mise en place auparavant a pu être de nouveau appliquée.

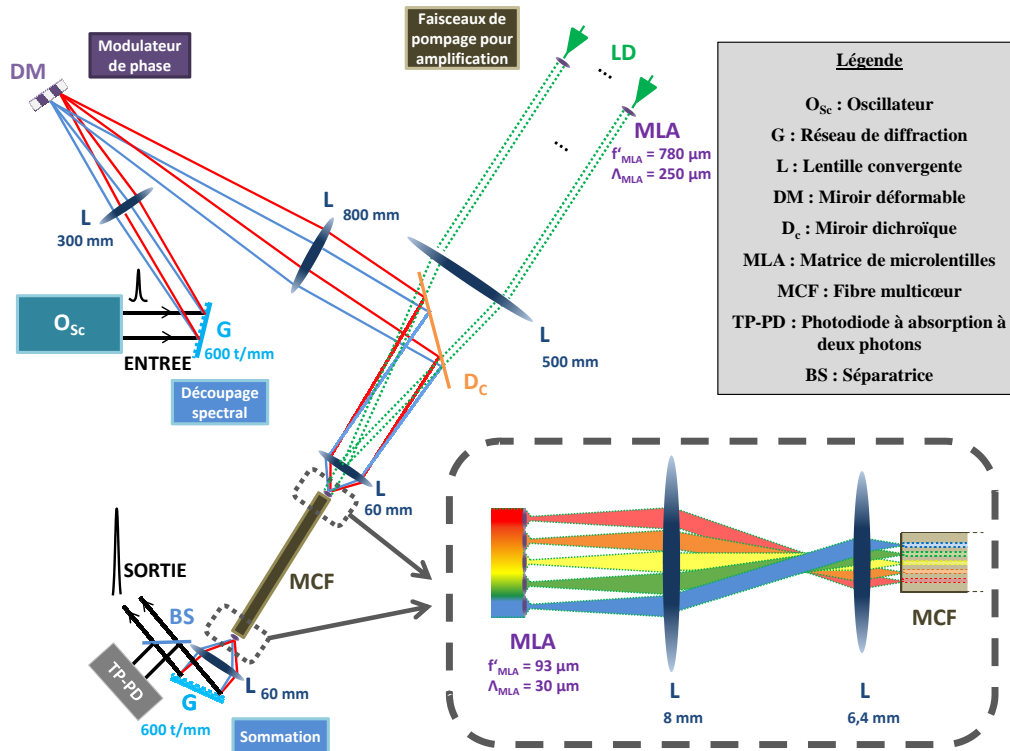


FIGURE III-3 : Schéma du montage expérimental utilisé pour réaliser l'amplification d'impulsions femtosecondes en régime linéaire.

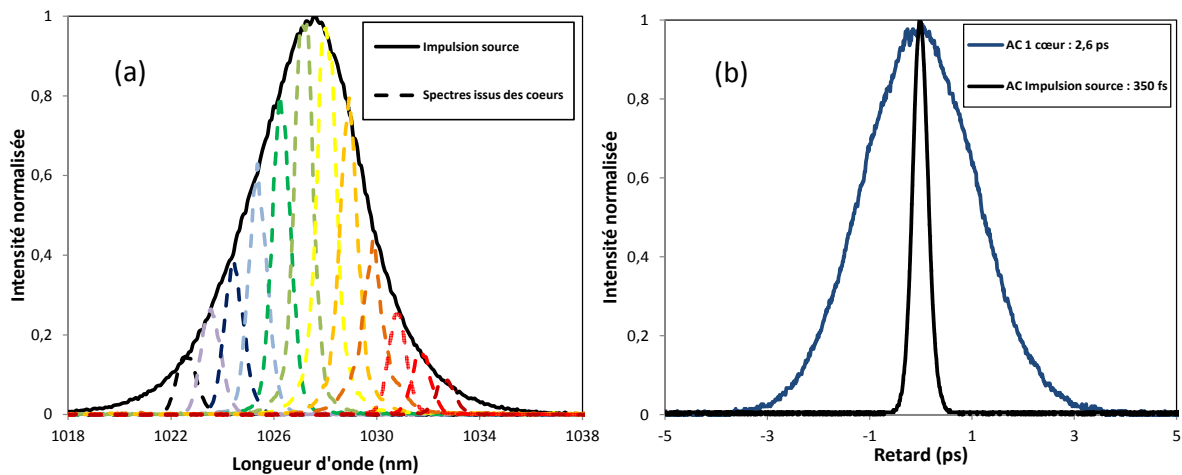


FIGURE III-4 : (a) Les douze bandes spectrales (courbes colorées en pointillés) mesurées en sortie de fibre, comparées au spectre de l'impulsion initiale (trait plein noir). (b) Traces d'autocorrélation d'une impulsion élémentaire mesurée en sortie d'un des cœurs de la fibre (bleu) et trace de l'impulsion source (AC : Autocorrélation).

Concernant le volet amplification, 12 diodes lasers unimodales fibrées émettant à 976 nm ont été utilisées pour pomper indépendamment 12 cœurs de la fibre. Chacune d'entre elles a été soudée à une fibre d'entrée d'un réseau linéaire de 12 fibres unimodales espacées de 250 µm. Une matrice de microlentilles a été placée en aval de ce bundle afin de collimater les douze faisceaux de pompage. Ces derniers ont été superposés spatialement au signal

incident par l'intermédiaire d'un miroir dichroïque ( $D_c$  sur la figure III-3). L'espacement des faisceaux de pompe a toutefois été préalablement adapté, à l'aide d'un système afocal, à celui du réseau de signaux à amplifier. Chacune des diodes pouvait alors produire une puissance allant jusqu'à 400 mW dans le plan situé en amont de la matrice de microlentilles commune au signal et à la pompe. Le taux d'injection des faisceaux de pompage a pour sa part été évalué proche de 50 %. L'écart entre le taux d'injection du signal (20 %) et de la pompe peut en partie provenir du fait que dans le cas des faisceaux de pompage les faisceaux illuminant la matrice de microlentilles étaient gaussiens et proches de la limite de diffraction, alors que pour le signal le faisceau dispersé couvrait l'ensemble du réseau de lentilles. En utilisant un seul cœur de la fibre, le gain petit signal accessible a été estimé à  $\sim 30$  dB.

Le choix d'un pompage co-propagatif peut paraître surprenant. En effet, ce sens de pompage pour une pompe guidée dans le cœur n'est pas approprié pour minimiser le niveau de non-linéarité acquis durant la phase d'amplification. Cependant, nous avons choisi cette option pour plusieurs raisons. Tout d'abord, l'implémentation de la pompe en amont de la fibre multicœur a été facilitée par le système d'imagerie déjà mis en place pour le faisceau signal. La mise en commun d'une lentille pour les voies pompe et signal a ainsi permis de limiter les pertes en termes de flux optique. De plus, afin de limiter les pertes énergétiques, l'ajout d'un système d'imagerie (système afocal) au niveau du spectroscopie de sortie n'était pas souhaitable. Par conséquent, un miroir dichroïque aurait donc dû être placé soit entre la matrice de microlentilles et la lentille du spectroscopie, soit entre cette dernière et le réseau de diffraction. La première position n'était pas optimale d'un point de vue de l'imagerie. En effet, l'ajout du miroir dichroïque dans une zone où les faisceaux ont une divergence non négligeable aurait été une source importante d'aberrations. La deuxième localisation envisageable était peu réaliste dans notre cas en raison de problèmes d'encombrement.

### III.1.3 Résultats expérimentaux

#### III.1.3.1 Synthèse d'impulsions

La procédure suivie conduisait à extraire le maximum de puissance moyenne par canal amplificateur tout en restant dans les limites du régime d'amplification linéaire. Pour ce faire, le courant pompe des différentes diodes a été ajusté de manière à atteindre la limite du régime linéaire pour chacun des cœurs ( $B \sim 1$  rad). Avant toute optimisation de la phase spectrale (surface du miroir déformable plane), l'impulsion recombinaisonnée en sortie de dispositif présentait une trace d'autocorrélation fortement modulée et large (quelques picosecondes) observable sur la figure III-5 (b) (trace rouge). Le cophasage des canaux spectraux a été réalisé en utilisant l'algorithme « continu » développé par I. M. Vellekoop et A. P. Mosk (partie II.3.2.3) pour contrôler la surface du miroir déformable. L'exécution de cette procédure d'optimisation a nécessité plusieurs itérations de l'algorithme de mise en phase. La trace d'autocorrélation (tracé bleu) ainsi que le spectre de l'impulsion la plus courte recombinaisonnée pour ces conditions expérimentales sont représentés figure III-5. Après typiquement une dizaine d'itérations, l'impulsion recombinaisonnée présentait une durée de 280 fs (FWHMI) en considérant un profil  $\text{sech}^2$ , soit une augmentation de 20 % de la durée de l'impulsion en

comparaison à l’impulsion source (230 fs FWHMI). La présence d’un piédestal de faible amplitude autour du pic central de la trace d’autocorrélation expérimentale montrait toutefois un résidu de phase spectrale non compensé. Les lobes satellitaires de très faible amplitude autour de 3,4 ps étaient dus aux modulations dans le spectre recombinaison lié au découpage spectral initial. J’ai calculé par la suite l’allure temporelle de l’impulsion en limite de Fourier associée au spectre expérimental. La trace d’autocorrélation correspondante (trace rouge) s’approchait du cas idéal avec une durée intermédiaire de 400 fs. L’écart en durée observable entre ces deux traces peut être imputé aux différences de temps de groupe non compensés dans ce cas où la fibre était maintenue droite. L’utilisation d’une membrane déformable continue pour gérer la phase spectrale d’ordre 0 peut également être la source d’un couplage phase/amplitude inapproprié à la compensation des seuls déphasages entre les champs injectés dans les cœurs de la fibre.

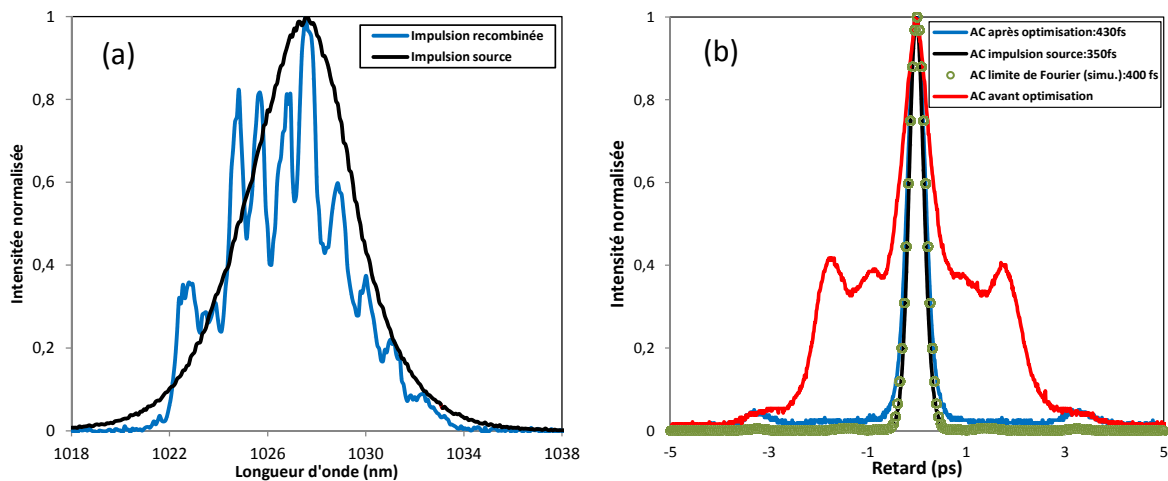


FIGURE III-5 : Spectres (a) et traces d’autocorrélation (b) de l’impulsion source (noir) et de l’impulsion recombinaison avant (rouge) et après (bleu) compensation de la phase spectrale en régime d’amplification linéaire. La trace verte est celle calculée à partir du spectre expérimental en supposant la phase parfaitement uniforme (AC : Autocorrélation, simu. : simulation).

L’efficacité de diffraction du réseau du spectroscopie de sortie est un paramètre clef pour extraire le plus de puissance. Ce dernier est connu pour être fonction de la polarisation du faisceau incident. Afin de vérifier la polarisation en sortie des amplificateurs, le taux d’extinction de polarisation en sortie de fibre multicœur a été évalué à l’aide d’une lame  $\lambda/2$  et d’un cube séparateur de polarisation. La mesure a été globale et non effectuée sur chacun des cœurs. Un taux de 0,22 a ainsi pu être mesuré, soit - 6,6 dB.

La puissance moyenne extraite en sortie de montage atteignait environ 370 mW. Le gain du dispositif était de 12 dB. L’énergie par impulsion était de 7 nJ, correspondant à une puissance crête de 25 kW. Afin d’évaluer le bénéfice apporté par la combinaison cohérente spectrale en terme de puissance extractible sans effets non-linéaires, le signal source a été injecté dans un seul cœur de la fibre afin de se placer dans une configuration mono-amplificateur. Par la suite, le courant de la diode de pompage de ce cœur a été augmenté jusqu’à ce que le spectre amplifié présente un faible élargissement par effet Kerr. Ainsi, la

puissance moyenne mesurée en sortie à la limite du régime d'amplification linéaire était égale à 4 mW. Le gain en puissance fournie par la combinaison cohérente spectrale par rapport à cette approche mono-amplificateur basée sur les mêmes caractéristiques de guides, a donc pu être estimé à environ  $370 \text{ mW}/4 \text{ mW} = 92$ . Un gain en puissance de l'ordre de  $N^2$ , avec  $N$  le nombre d'amplificateurs, avait été annoncé pour cette technique d'amplification. La densité spectrale de puissance des différents canaux n'étant pas identique, il est normal que le gain expérimental ait été inférieur à celui attendu. Toutefois on constate que l'ordre de grandeur a été respecté. Ces résultats ont clairement démontré l'avantage tiré du schéma d'amplification par division spectrale et combinaison cohérente pour réduire les non-linéarités.

Les caractéristiques spatiales du champ recombinaé ont également été évaluées pour cette configuration. En champ proche (dans le plan du réseau de diffraction), une modulation en intensité semblable à celle rencontrée dans le montage sans amplification (partie II.4.3.1) a été observée (figure III-6 (a)). Là encore, ces franges d'interférence sont le résultat d'une diaphonie entre cœurs voisins. Le taux d'ellipticité du faisceau en champ proche peut être évalué proche de 2 malgré le fait que le faisceau ait été tronqué lors de la mesure. Cette anamorphose est due aux valeurs d'angle d'incidence et de réflexion fixés au niveau du spectroscopie, le diamètre du faisceau recombinaé dans la direction de la dispersion étant égal à  $\phi \frac{\cos(i')}{\cos(i)} \approx 2\phi$  dans notre cas. La simulation de l'étape de combinaison cohérente spectrale a permis d'évaluer le taux d'ellipticité du faisceau en champ lointain proche de 1,3. Cette ellipticité traduit le fait que les longueurs d'onde sont spatialement distribuées en champ lointain. Le rapport  $\frac{\delta\lambda_{\text{coeur}}}{\Delta\lambda}$  mesuré expérimentalement (0,92) est supérieur au rapport  $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda}$  des spectroscopes ( $\approx 0,6$ ). La résolution du spectroscopie étant plus fine que la largeur d'un canal spectral, le chirp angulaire en sortie de montage est favorisé. Pour démontrer expérimentalement cet étalement spatial, la fibre unimodale, utilisée pour effectuer la mesure du spectre (fibre reliée au spectromètre), a été déplacée selon la direction de dispersion dans le faisceau recombinaé après environ 2 m de propagation en espace libre (figure III-6 (b)). Un décalage de  $600 \mu\text{m}$  (écart angulaire d'environ  $300 \mu\text{rad}$ ) a été effectué entre chacune des mesures présentées. Un offset égal à 1 a été ajouté entre chaque spectre relevé expérimentalement pour permettre une meilleure lisibilité de la figure. La largeur totale du spectre reste sensiblement constante entre les différentes mesures, tandis que les modulations spectrales et le sommet de l'enveloppe se translatent. Ces mesures confirment la présence d'un chirp angulaire. Autrement dit, bien que les fréquences centrales des bandes spectrales élémentaires soient bien colinéaires, les fréquences en bord de ces bandes s'écartent de cette direction moyenne.



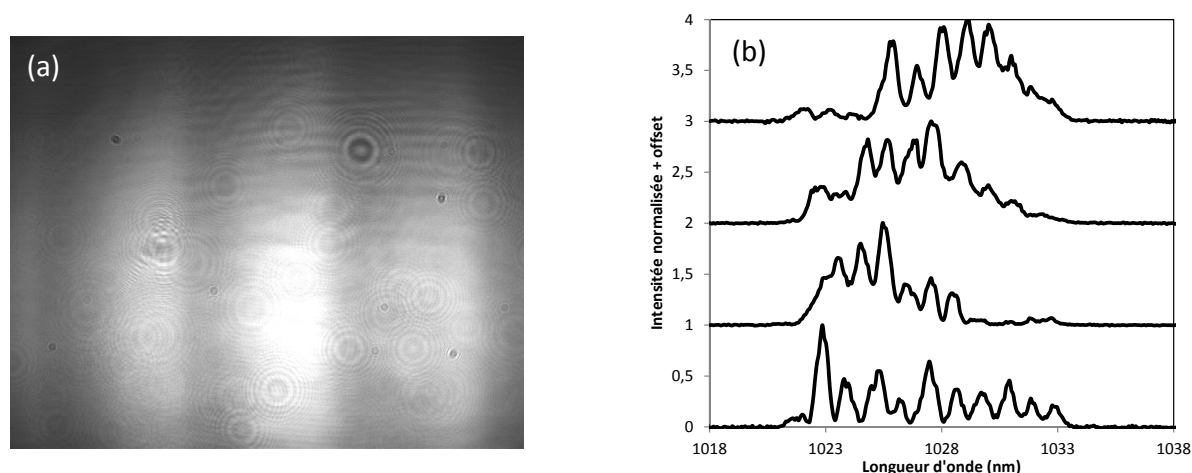


FIGURE III-6 : (a) Profil spatial du faisceau recombinaison au niveau du réseau de diffraction du spectroscopie de sortie et (b) spectres ponctuels mesurés expérimentalement pour différentes positions dans la section du faisceau recombinaison. Entre chacune des mesures, le spectromètre a été déplacé de 600  $\mu\text{m}$  (écart angulaire d'environ 300  $\mu\text{rad}$ ) selon la direction de dispersion.

La stabilité du cophasage a également été éprouvée dans un environnement non protégé et sans l'emploi d'un asservissement. Une fois les relations de phase entre canaux spectraux optimisées, l'évolution de la puissance crête de l'impulsion synthétisée a été mesurée sur une durée de cinq heures à l'aide de la photodiode à absorption à deux photons utilisée précédemment dans la boucle de rétroaction. Aucune précaution particulière n'a été prise. L'évolution de la tension émise aux bornes de la photodiode sur le laps de temps étudié est représentée figure III-7 (a). La trace obtenue prouve qu'il n'y a pas eu de fortes variations de la tension au cours du temps. Une diminution moyenne d'environ 10 % a été mesurée au bout de cinq heures. On constate toutefois que la chute de tension a augmenté avec le temps. Le signal émis aux bornes de la photodiode étant proportionnel à l'intégrale temporelle du carré de la puissance instantanée, la diminution de puissance correspondante n'était donc que de  $\sim 5\%$ . De plus, cette évolution de la puissance crête n'était pas uniquement due à une évolution de la relation de phase entre canaux. Une dérive de l'injection dans la fibre a été diagnostiquée à de multiples reprises en raison de problèmes thermiques. La diminution de la puissance crête de l'impulsion peut donc avoir plusieurs origines. Sur un laps de temps de 120 s, la fluctuation de la puissance crête a été estimée inférieure à 3 %, avec un écart-type de  $6 \cdot 10^{-3}$ . Ces résultats ont à nouveau prouvé que la stabilité du cophasage est grandement améliorée par l'emploi d'une fibre multicœur.

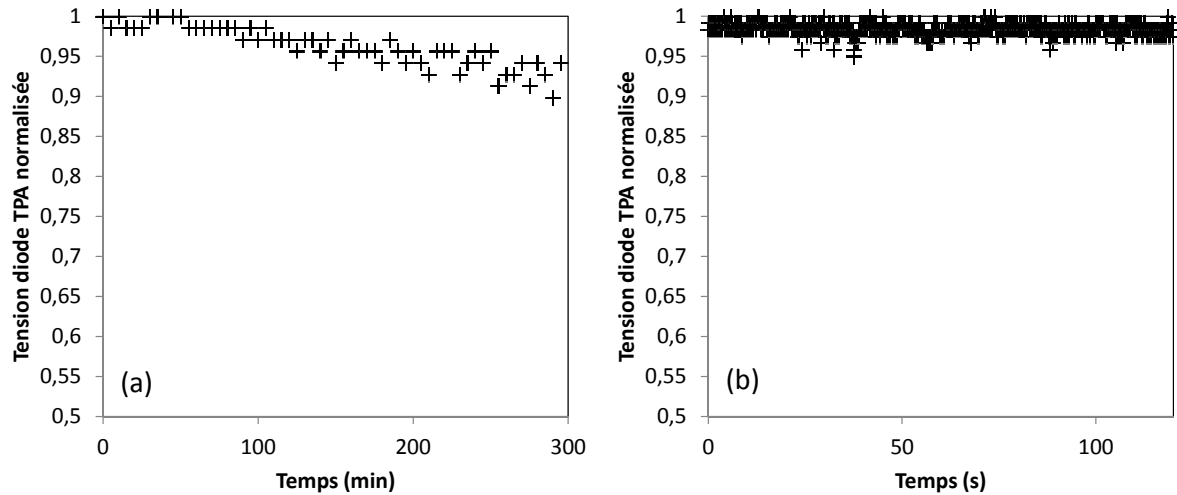


FIGURE III-7 : Enregistrement de la tension relevée aux bornes de la photodiode à absorption à deux photons sur 5 h (a) et 120 s (b) sans asservissement. La tension a été relevée toutes les 5 min pour le premier enregistrement. Une mesure toutes les 100 ms a été effectuée en ce qui concerne le second enregistrement (TPA : Two Photon Absorption).

### III.1.3.2 Profilage d’impulsions

En ajustant la modulation de phase induite par le miroir déformable, la synthèse d’une impulsion brève, similaire à celle présentée dans la partie III.1.3.1, a été réalisée. La formation d’une double impulsion a reposé sur le même principe que celui détaillé au cours de la partie II.4.3.2 (application d’un déphase de  $\pm \pi/2$  de proche en proche). Pour limiter le couplage phase/amplitude dû à la surface continue du miroir déformable (maximisation du couplage lorsque les parcours de deux pistons voisins sont opposés), le gain a été modulé spatialement de sorte que seul un cœur sur deux de la fibre multicœur était pompé. Ainsi, la surface destinée à chacun des six cœurs sur le miroir déformable a pu être augmentée, diminuant de ce fait le couplage phase/amplitude inter-bandes. Comme cela est visible sur la figure III-8 (a), le spectre obtenu présentait alors une modulation dont la périodicité était deux fois plus importante que précédemment ( $\Delta\lambda \sim 2$  nm). La trace d’autocorrélation correspondante (figure III-8 (b) en orange) avait un pic central d’une largeur de 460 fs (FWHM) et une périodicité de  $\sim 1,75$  ps. En considérant un profil  $\text{sinc}^2$  (profil spectral de type rectangle, facteur de déconvolution = 0,85), les impulsions obtenues présentaient une durée de 390 fs (FWHMI). L’écart temporel entre elles atteignait alors 1,75 ps. À partir du spectre expérimental, la trace d’autocorrélation correspondant au cas où l’opposition de phase de proche en proche est parfaite a été simulée (prise en compte des différences de temps de groupe entre les cœurs). Le résultat obtenu est tracé figure III-8 (b) (trace en cercles rouges). La bonne concordance entre les deux traces confirme une bonne gestion de la phase spectrale. Des impulsions parasites entourent les impulsions principales, représentées dans l’insert de la figure III-8 (b). D’après les simulations effectuées à partir du spectre expérimental, leur puissance crête a été estimée à 15 % de celle des impulsions principales.

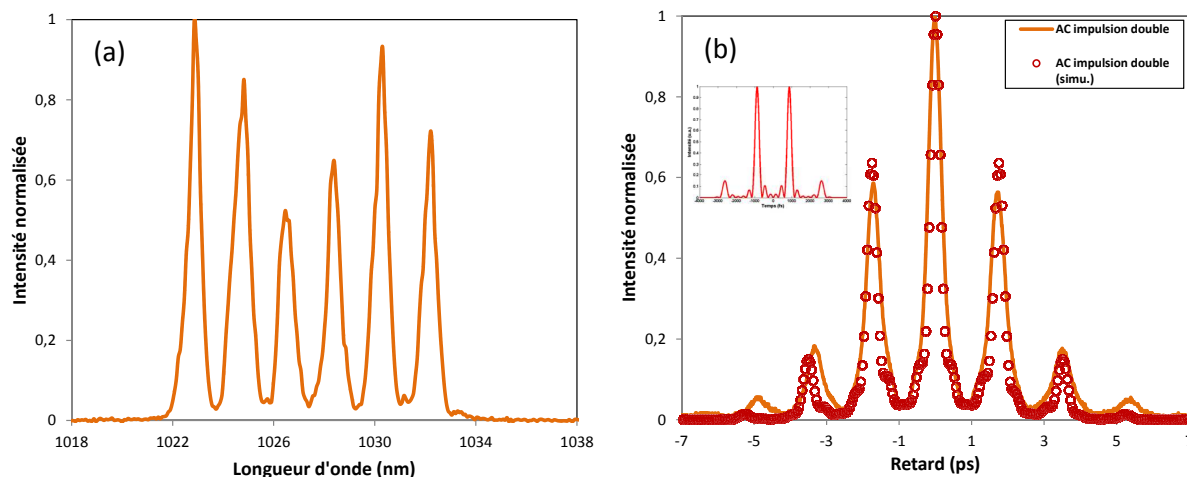


FIGURE III-8 : Spectre (a) et traces d'autocorrélation (b) de l'impulsion double synthétisée. La trace d'autocorrélation orange correspond aux résultats expérimentaux. La trace en cercle rouge correspond à celle de la double impulsion calculée dans le cas où le profil de phase appliqué au spectre expérimental est contrôlé (opposition de phase de proche en proche et prise en compte des différences de temps de groupes entre canaux). La double impulsion calculée correspondante est présentée en insert.

Dans cette première partie du chapitre 3, la combinaison cohérente spectrale a été appliquée à l'amplification et à la synthèse d'impulsions femtosecondes. Ainsi, des impulsions dont la durée était proche de celle des impulsions émises par l'oscillateur ont été amplifiées et reconstruites. Cette réalisation de principe a également démontré la capacité de cette configuration à repousser le seuil d'apparition des non-linéarités d'une valeur proche de  $N^2$ , avec  $N$  le nombre d'amplificateurs mis en jeu, sans l'utilisation d'étireur et de compresseur. Ces résultats constituent à notre connaissance la première démonstration d'amplification par division spectrale et combinaison cohérente spectrale appliquée aux impulsions femtosecondes mettant en jeu autant d'amplificateurs (12 amplificateurs contre 4 au maximum [64]), la première utilisant une fibre multicœur amplificatrice, la première à avoir synthétisé des impulsions aussi courtes (280 fs), et la première à démontrer le profilage d'impulsions. Une certaine immunité aux perturbations permettant de maintenir une relation de phase stable entre les canaux pendant plusieurs heures sans l'utilisation d'asservissement par l'emploi d'une fibre multicœur a été prouvée. Cette caractéristique constitue un élément précieux pour des systèmes basés sur des phénomènes interférométriques.

La bande spectrale mise en jeu dans ces expérimentations ( $\sim 7$  nm FWHM) était trop étroite pour évaluer les capacités de cette technique de combinaison à réduire le rétrécissement spectral par le gain. De plus, les différents résultats présentés au cours de cette partie ont tous été obtenus pour un régime d'amplification purement linéaire. Comme nous l'avons vu au cours du premier chapitre, les meilleures performances d'un point de vue énergétique sont obtenues pour des valeurs d'intégrale  $B$  supérieures au radian. La prochaine partie abordée dans ce chapitre se concentrera ainsi sur l'usage de la combinaison cohérente spectrale pour des impulsions femtosecondes large bande (plusieurs dizaines de nanomètres) en régime d'amplification linéaire et non-linéaire.

## III.2 Synthèse et amplification d'impulsions femtosecondes large bande

La génération d'impulsions femtosecondes large bande est généralement réalisée à l'aide d'oscillateurs lasers utilisant des cristaux Ti:Sa aptes à produire des impulsions de quelques cycles optiques pour une longueur d'onde centrale de 800 nm. Or, ces cristaux ne permettent pas d'amplifier efficacement des impulsions à cadence élevée en raison notamment d'un fort défaut quantique. L'amplification d'impulsions femtosecondes large bande dans des amplificateurs fibrés dopés ytterbium est également difficile en raison du rétrécissement spectral par le gain qui apparaît pour une valeur de gain élevé ( $\sim 30$  dB). Afin d'outrepasser cette limitation, une solution largement répandue maintenant consiste à élargir le spectre en sortie de chaînes amplificatrices et de procéder par la suite à la compression des impulsions (compression non-linéaire). Des durées d'impulsions inférieures à celle de l'impulsion initiale sont alors accessibles.

L'objectif premier visé dans les précédentes expérimentations était l'amplification et la synthèse d'une impulsion source de quelques nanomètres de largeur à mi-hauteur. En opposition à la compression non-linéaire d'impulsion, un élargissement spectral a ici été réalisé en amont des étages amplificateurs afin de vérifier la compatibilité de la combinaison cohérente spectrale avec l'amplification large bande. Après avoir présenté les caractéristiques opto-géométriques de la fibre multicœur utilisée, l'amplification d'impulsions femtosecondes large bande est expérimentée en régime d'amplification linéaire et non-linéaire.

### III.2.1 Caractéristiques opto-géométriques de la fibre utilisée pour l'amplification multispectrale large bande

Après la réalisation de la fibre multicœur utilisée précédemment (fibre à 15 cœurs espacés de  $24 \mu\text{m}$  dopés aux ions ytterbium), l'institut de recherche IRCICA a fabriqué avec succès une fibre multicœur dont le pas moyen entre cœur est de  $30,09 \mu\text{m}$ , soit un écart de seulement 0,3 % par rapport au pas de la matrice de microlentilles employée. Ce très faible écart a permis de supprimer le système afocal placé entre la fibre et la matrice de microlentilles, et de simplifier le montage expérimental. La distance inter-cœurs fut la seule caractéristique géométrique modifiée entre les deux fibres multicœurs. Les quinze cœurs présentaient également un caractère unimodal à la longueur d'onde d'utilisation et aucun couplage n'a été observé entre eux. Le diamètre de mode de chacun d'eux était alors d'environ  $5 \mu\text{m}$ , comme précédemment. La biréfringence de la fibre étant de l'ordre de  $6.10^{-6}$ , la conservation de la polarisation du champ incident au cours de la propagation n'a pu être parfaitement assurée. Le dopage aux ions ytterbium des cœurs de la fibre a conduit à une absorption d'environ  $5 \text{ dB.cm}^{-1}$  à 976 nm. La longueur de fibre a été choisie proche de 1,2 m à partir de mesures préliminaires (mesure du niveau de signal émis en fonction de la longueur de fibre) dans le but d'extraire un maximum de puissance signal.

L’interférométrie spectrale a de nouveau été employée afin de mesurer la dispersion de vitesse de groupe de chacun des cœurs ainsi que la différence d’indice effectif entre eux. La GVD a alors été estimée à  $\sim -37 \text{ ps.nm}^{-1}.\text{km}^{-1}$  tandis que la différence d’indice effectif maximale atteignait environ  $3,1.10^{-4}$  en maintenant la fibre droite. Nous avons choisi d’exploiter les cœurs 4 à 15 car leurs différences de temps de groupe suivent, à l’exception des cœurs 5 et 6, une loi d’évolution linéaire, donc compensable par l’inclinaison d’une boucle formée par la fibre multicœur. Ainsi, pour une longueur de 1,2 m de fibre, l’écart-type des différences de temps de groupe atteignait 430 fs pour les cœurs sélectionnés dans le cas où la fibre était maintenue droite, contre environ 110 fs avec une compensation de la partie linéaire. Comme nous le verrons par la suite, l’inclinaison choisie pour la boucle devra compenser les différences d’indice effectif entre cœurs et également les retards induits par la dispersion de vitesse de groupe et l’automodulation de phase.

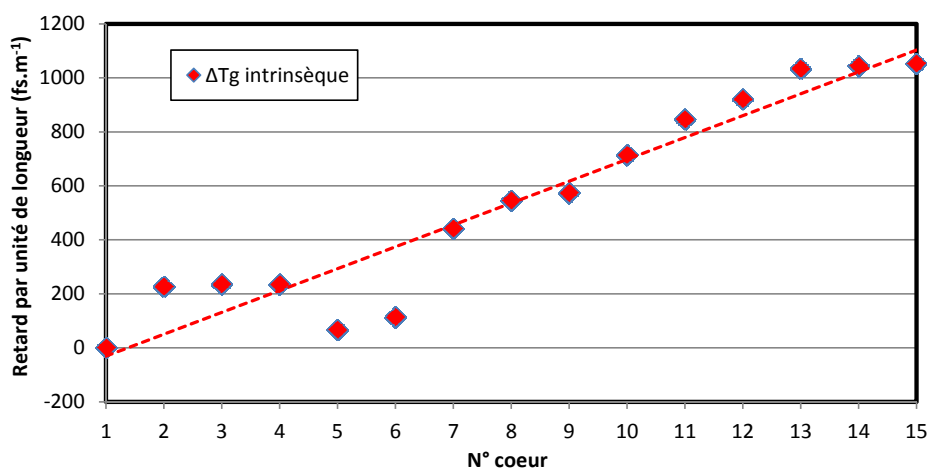


FIGURE III-9 : Différences de temps de groupe entre cœurs, normalisées par rapport au cœur numéro 1, de la fibre à 15 cœurs espacés de 30  $\mu\text{m}$  maintenue droite (mesures).

### III.2.2 Montage expérimental

Le montage mis en place pour cette configuration est similaire à celui présenté précédemment (figure III-3). Les caractéristiques de l’oscillateur utilisé ici étaient sensiblement identiques à celles présentées dans la section III.1.2, à l’exception de la durée de l’impulsion qui atteignait alors 250 fs (FWHMI). Afin d’analyser l’efficacité de la combinaison cohérente spectrale en amplification large bande, l’impulsion de l’oscillateur maître a été spectralement élargie. Pour cela, une fibre unimodale à maintien de polarisation a été implémentée entre l’oscillateur et le spectroscopie d’entrée. L’orientation de la polarisation du champ incident a été particulièrement soignée afin de préserver une polarisation rectiligne en sortie de fibre unimodale. Ainsi, un taux d’extinction de polarisation de -17,4 dB a été mesuré en sortie de fibre. La figure III-10 compare les spectres (a) et les traces d’autocorrélation (b) expérimentaux des impulsions en amont (noir) et en aval (rouge) de la fibre unimodale lorsque qu’une puissance moyenne de 350 mW était injectée. Après propagation dans 10 cm de fibre, le spectre de l’impulsion initiale avait subi un élargissement

à mi-hauteur d'un facteur proche de 10. La trace d'autocorrélation après élargissement spectral avait néanmoins une durée (1,48 ps FWHM) et un profil différents de ceux attendus. En effet, la durée de la trace d'autocorrélation pour un tel élargissement spectral a été estimée à 620 fs à mi-hauteur (trace mauve) à l'aide d'un programme simulant la propagation de l'impulsion dans des conditions similaires et prenant en compte différents phénomènes physiques susceptibles d'influer sur la propagation de l'impulsion (dispersion de vitesse de groupe, automodulation de phase vectorielle, mélange à 4 ondes). Une indétermination est donc restée sur la forme et la flèche de la phase spectrale de l'impulsion. En se basant sur les résultats de simulation précédents, le profil de la phase spectrale de l'impulsion en sortie de fibre unimodale a pu être estimé majoritairement d'ordre 2 avec une flèche de  $1,5.\pi$  sur la bande utile du signal, dans des conditions normales de propagation.

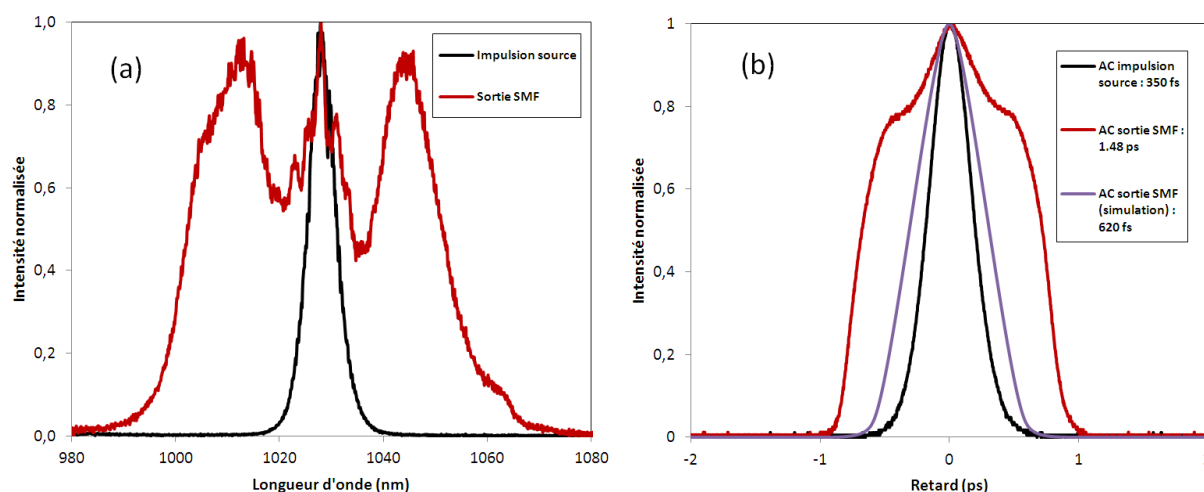


FIGURE III-10 : (a) Spectre élargi en sortie de fibre unimodale (rouge) pour comparaison avec le spectre de l'impulsion initiale (noir). (b) Traces d'autocorrélation expérimentales des impulsions émises en sortie de fibre unimodale (rouge) et des impulsions sources (noir). La propagation des impulsions sources au travers de la fibre unimodale a été simulée. La trace d'autocorrélation simulée en sortie de fibre (trace mauve) présente une durée inférieure à celle obtenue expérimentalement. La différence de forme et de durée entre les deux courbes reste inexplicée, malgré la prise en compte de différents phénomènes physiques aptes à influencer la durée et la forme de l'impulsion (dispersion de vitesse de groupe, automodulation de phase vectorielle, mélange à 4 ondes).

Le spectre élargi a ensuite été découpé en douze bandes distinctes. Les systèmes de découpage et sommation spectrale mis en jeu pour ces expérimentations ont été réalisés à partir des règles de dimensionnement présentés dans la partie II.2 (spectromètre à réseau associé à une matrice de microlentilles). Pour cette configuration, le réseau de diffraction avait 300 traits/mm (fonctionnement à l'ordre 1), était incliné de  $-8,6^\circ$  par rapport au faisceau signal incident de diamètre  $\phi \approx 1,3$  mm, et une lentille de 300 mm a été utilisée afin de finaliser le spectroscopie. Ce dernier présentait alors un rapport  $\frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \approx 0,7$ . Là encore, le dimensionnement de ce composant a été fait de manière à se placer dans une configuration limitant à la fois la diaphonie entre canaux et le chirp angulaire dû à l'analyse du contenu spectral issu d'un cœur par le spectroscopie de sortie. Les canaux spectraux obtenus expérimentalement, de largeur proche de 3 nm (FWHMI), étaient périodiquement espacés

d'environ 3,8 nm (mesures effectuées en sortie de fibre multicœur par l'intermédiaire de l'ordre 0 du spectroscopie de sortie). La relation  $\frac{\delta\lambda_{\text{cœur}}}{\Delta\lambda} \approx \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda}$  était alors vérifiée. Le spectre du signal collecté par la fibre à cœurs multiples était centré autour de 1030 nm et présentait une largeur totale proche de 40 nm.

La durée des impulsions émises par chacun des cœurs en sortie de fibre a ici été estimée proche de 650 fs (FWHMI) par l'intermédiaire d'un modèle numérique reproduisant les différentes étapes du montage expérimental (élargissement spectral par une fibre unimodale, découpage spectral, propagation dans la fibre multicœur, sommation cohérente). Pour évaluer cette durée, l'impact de la dispersion de vitesse de groupe et de l'automodulation de phase a été pris en compte. Les différences de temps de groupe dues à la différence d'indice effectif entre les cœurs (figure III-9) et à la dispersion de vitesse de groupe inter-canaux (figure III-11) avait ici un impact notable sur les performances accessibles. Les différences de temps de groupe introduites par ces phénomènes étant dans les deux cas linéaires et du même ordre de grandeur (écart-type de différence de temps de groupe  $\sim 500$  fs dans les deux cas), la gestion de ces retards temporels par l'inclinaison de la boucle formée par la fibre multicœur était nécessaire pour maximiser l'intensité crête de l'impulsion recombinaisonnée. En effet, en maintenant la fibre multicœur droite, l'efficacité de combinaison aurait été inférieure à 5 %. En enroulant la fibre sur elle-même et en inclinant convenablement la boucle ainsi formée, une efficacité de combinaison égale à 96 % était envisageable. La compensation des temps de groupe était donc indispensable pour cette configuration.

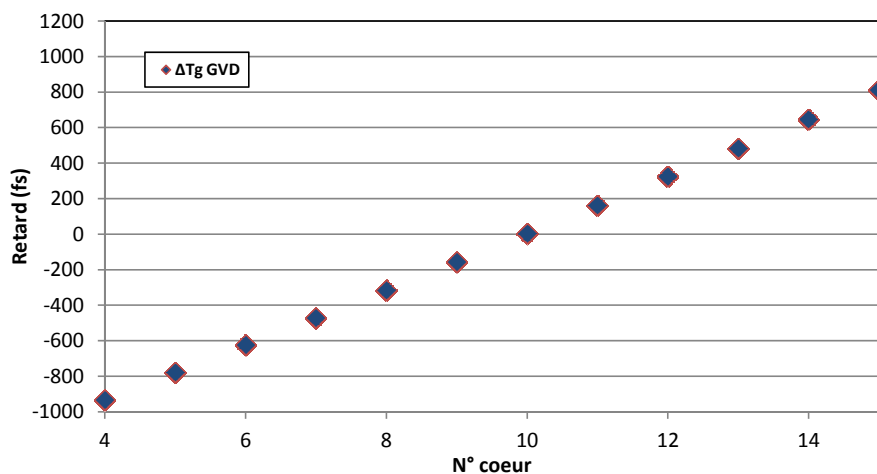


FIGURE III-11 : Différences de temps de groupe entre cœurs induites par la dispersion de vitesse de groupe pour la longueur de fibre multicœur mise en jeu. Le retard nul est référencé par rapport au cœur contenant la longueur d'onde centrale du spectre. L'écart-type des différences de temps de groupe atteint 550 fs.

Concernant la gestion de la phase spectrale d'ordre 0, le modulateur de phase est resté inchangé par rapport aux précédentes expérimentations. La partie amplification du montage est également restée identique par rapport au dispositif étudié auparavant. L'absence d'étireur en entrée de montage, des impulsions de quelques centaines de femtosecondes ( $\sim 600$  fs) se

propageant dans les cœurs, et la faible taille de ces derniers, sont autant de facteurs qui ont contribué à augmenter la sensibilité du montage à l'automodulation de phase. La première partie de cette étude étant réalisée pour un régime d'amplification linéaire, le niveau de pompage des amplificateurs est resté à un niveau faible, ne permettant pas d'extraire une puissance moyenne globale supérieure à 100 mW en sortie des amplificateurs. L'intérêt des résultats présentés par la suite repose donc majoritairement sur les caractéristiques temporelles, spatiales, et spectrales.

### III.2.3 Résultats expérimentaux

#### III.2.3.1 Synthèse d'impulsions large bande après amplification en régime linéaire

Une injection du signal uniforme entre les cœurs était particulièrement importante pour cette configuration afin de placer les différents amplificateurs dans les mêmes conditions de fonctionnement. Sans optimisation de cette injection, les impulsions élémentaires couplées dans les cœurs de la fibre avaient des amplitudes très différentes, parfois suffisamment faibles pour ne pas inhiber l'émission spontanée amplifiée, tandis que dans un autre cœur un fort signal conduisait à de l'automodulation de phase. La gestion de la puissance de pompage entre cœur était un degré de liberté supplémentaire pour limiter les disparités entre les différentes bandes spectrales. Après une délicate phase de réglages, tous les amplificateurs fonctionnaient dans un régime d'amplification linéaire ( $B \leq 1$  rad).

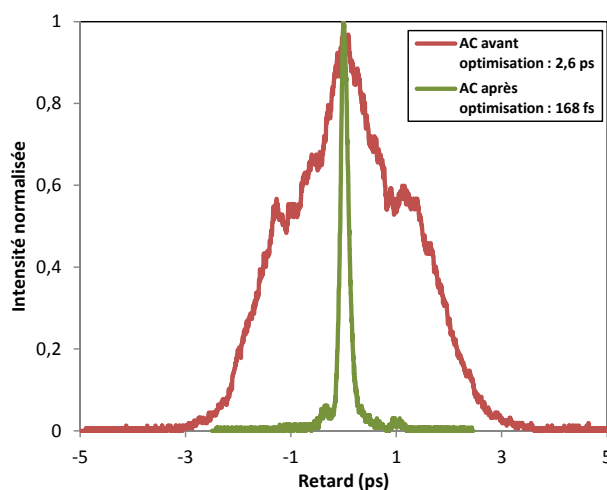


FIGURE III-12 : Traces d'autocorrélation de l'impulsion recombinaison avant (rouge) et après (vert) synchronisation et mise en phase des canaux spectraux.

Pour compenser les différences de temps de groupe entre cœurs, la boucle formée par la fibre multicœur a été orientée de manière à maximiser le pic central de la trace d'autocorrélation. La surface du miroir déformable a été par la suite ajustée afin d'avoir une mise en phase optimum des canaux spectraux pour les différences de temps de groupe fixées préalablement. La procédure d'optimisation pour effectuer ces réglages était alors la même que précédemment. Après quelques itérations (orientation de la boucle + ajustement du miroir



déformable), la trace d'autocorrélation de l'impulsion recombinaison a pu être notablement recomprimée. L'allure typique d'une trace obtenue est représentée figure III-12. Sur ce graphe, on peut voir que la durée de l'impulsion a été réduite d'un facteur supérieur à 15 entre le cas sans (rouge) et avec (vert) optimisation de la phase spectrale à l'ordre 0 et 1. La présence d'un piédestal de faible amplitude dans la trace d'autocorrélation après optimisation démontre néanmoins la présence d'un résidu de phase spectrale non compensé. À l'aide d'un programme simulant le montage expérimental, l'évolution de l'impulsion synthétisée au cours de la procédure d'optimisation a pu être reproduite. Les traces FROG (Frequency Resolved Optical Gating) simulées pour différentes étapes de la mise en phase sont représentées figure III-13 (1 à 7). La réduction de la durée de la trace FROG au cours des différentes itérations (inclinaison fibre + miroir déformable) confirme la bonne mise en phase des canaux spectraux. La trace numéro 8 a été obtenue à partir des données expérimentales. En utilisant la trace d'autocorrélation expérimentale ainsi que le module du spectre (figure III-14 (a) et (b)), le profil temporel réel de l'impulsion a été évalué à l'aide de la méthode TIVI (Temporal Information Via Intensity) [94, p. 54], [95]–[97]. On constate que l'impulsion synthétisée présente une durée légèrement supérieure au cas simulé. Le résidu de phase spectrale non compensé est estimé plus précisément dans la suite du paragraphe.

L'évaluation de la qualité du cophasage lors de la première démonstration d'amplification multispectrale (partie III.1.3.1) consistait à comparer la trace d'autocorrélation de l'impulsion synthétisée expérimentale à celle du spectre expérimental auquel on a attribué numériquement une phase uniforme. Une densité spectrale de puissance expérimentale typique est représentée sur la figure III-14 (a). La trace d'autocorrélation correspondante est illustrée figure III-14 (b). En observant le spectre, on remarque que la largeur spectrale des canaux élémentaires est inférieure à celle annoncée ( $\sim 1,8$  nm contre 3 nm). Cette différence vient du fait que la mesure initiale des spectres des différents canaux (figure III-14 (c)) a été réalisée en exploitant l'ordre 0 du réseau de recombinaison. De cette façon, les canaux spectraux étaient spatialement disjoints et l'intégralité du spectre émergent d'un canal pouvait être mesurée ( $\delta\lambda_{\text{coeur}} \approx 3$  nm). Le spectre recombinaison (ordre 1 du réseau de recombinaison) était collecté avec la fibre du spectroscopie qui a réalisé un filtrage angulaire mettant en évidence le chirp angulaire dans le processus de combinaison. Le filtrage est visible aux bords des canaux spectraux élémentaires. Ce filtrage diminuait la largeur de ces bandes spectrales de 40 % dans le spectre recombinaison ( $\delta\lambda_{\text{coeur ordre 1}} \approx 1,8$  nm). C'est pourquoi, une simulation complète du montage a été préférée pour évaluer la qualité du cophasage expérimentalement obtenu.

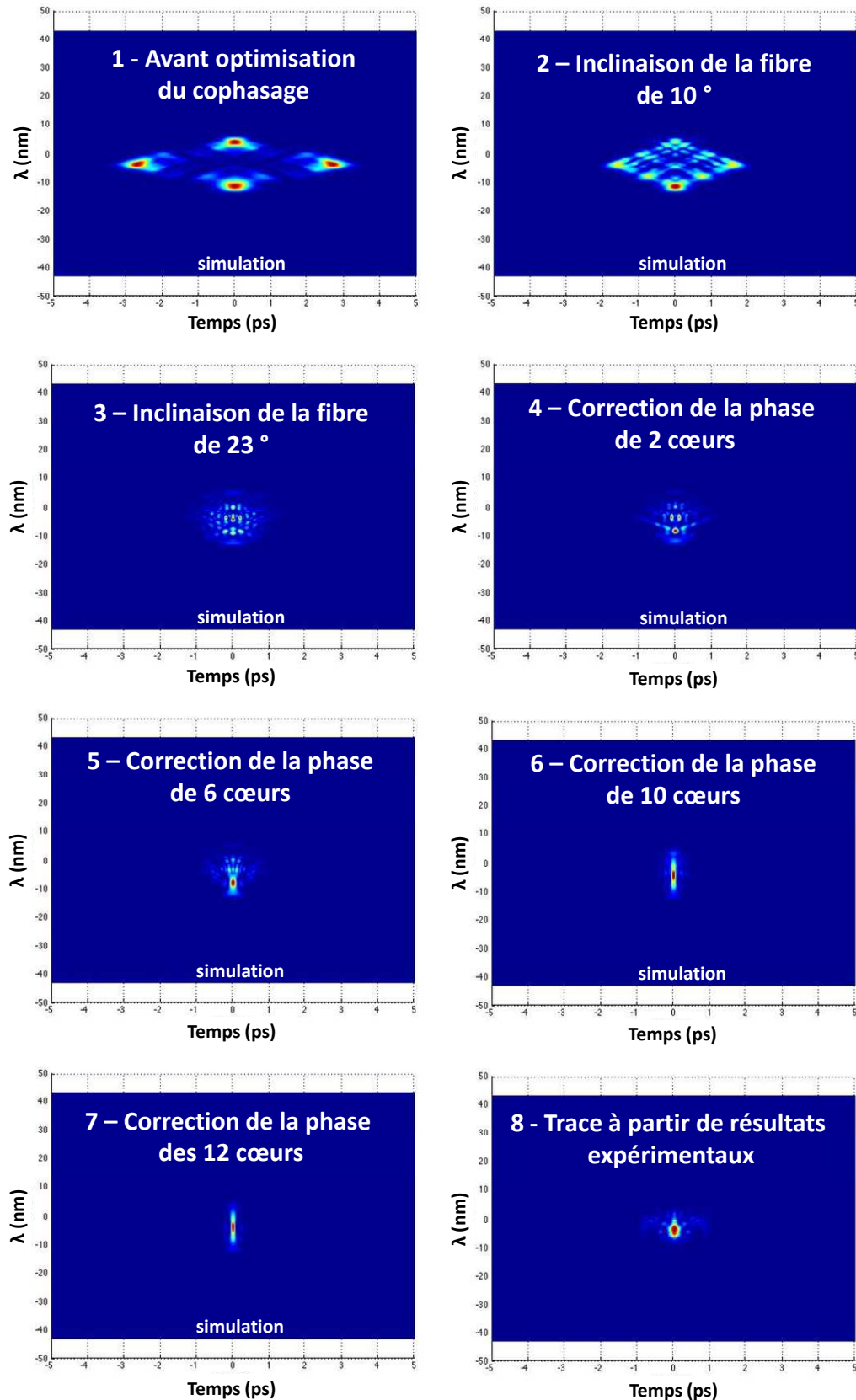


FIGURE III-13 : (1 à 7) Traces FROG (Frequency Resolved Optical Gating) simulées pour différentes étapes de la mise en phase des canaux spectraux (inclinaison fibre + ajustement de la surface du miroir déformable). (8) Trace FROG obtenue à partir de la méthode TIVI (Temporal Information Via Intensity) estimant l'allure temporelle de l'impulsion expérimentale à partir de la trace d'autocorrélation et du spectre mesurés.

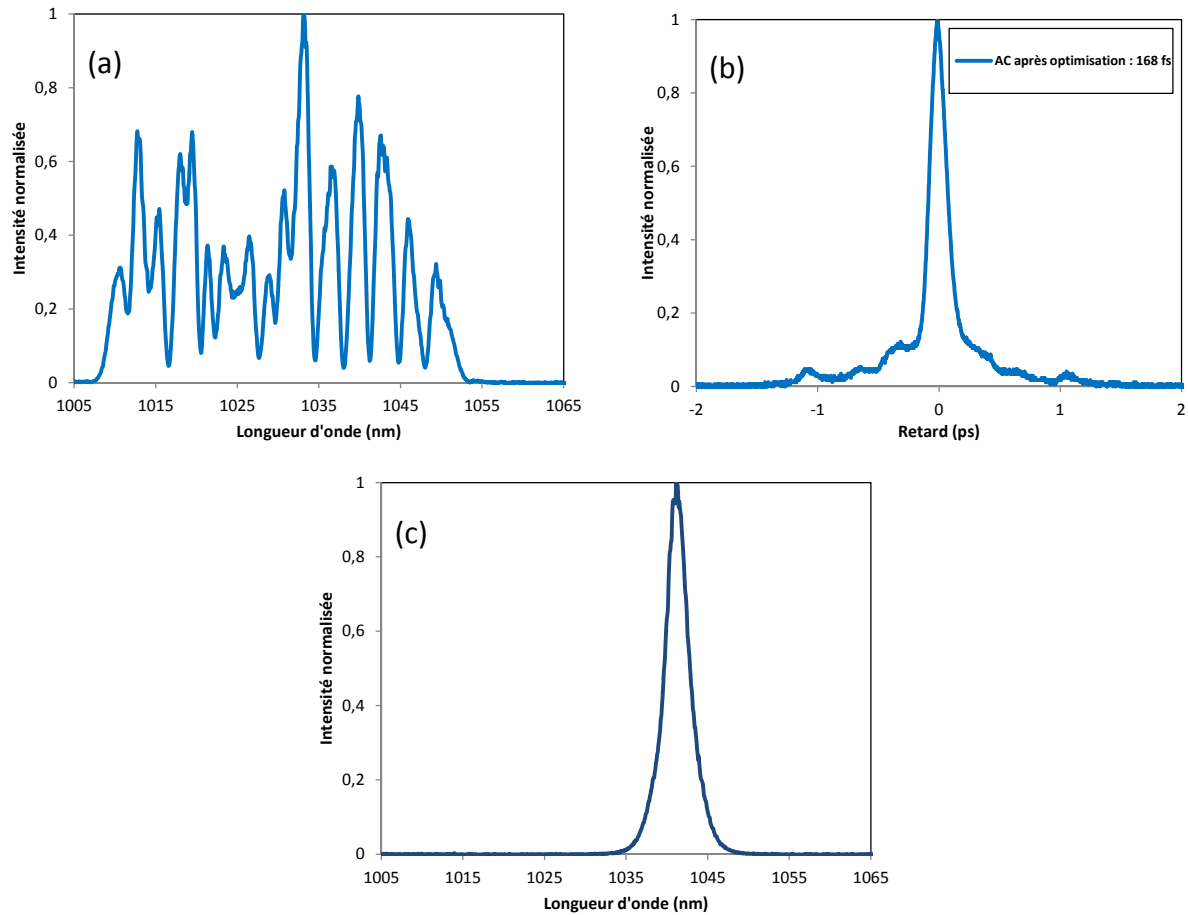


FIGURE III-14 : Spectre (a) et trace d’autocorrélation (b) de l’impulsion recombinaison après mise en phase des canaux spectraux. (c) Spectre émis par un cœur mesuré en exploitant l’ordre 0 du réseau de recombinaison.

Afin d’approcher au plus près de la réalité, les différents facteurs susceptibles de jouer sur la mise en phase des bandes spectrales ont été pris en compte pour la simulation (différence d’indice effectif, dispersion de vitesse de groupe, automodulation de phase). Ainsi, les différences de temps de groupe pour les douze cœurs retenus sont visibles sur la figure III-15. Les différences de temps de groupe compensables par l’inclinaison de la boucle étant linéairement réparties, le coefficient directeur de la droite de régression linéaire indique la différence de temps de groupe compensable entre cœurs par la méthode choisie, soit environ 365 fs. En utilisant la formule II.20 du deuxième chapitre, définissant la différence de chemin optique entre deux cœurs adjacents en fonction de l’indice de réfraction ( $n \approx 1,45$ ), la distance intercœur ( $\delta = 30 \mu\text{m}$ ), et l’angle d’inclinaison de la boucle  $\theta$ , la valeur de l’angle d’inclinaison nécessaire pour compenser 365 fs de retard peut être calculée :

$$\theta = \sin^{-1}\left(\frac{c \Delta T_g}{2 \pi n \delta}\right) \approx 23^\circ \quad (\text{III.1})$$

avec  $\Delta T_g$  le retard entre deux cœurs successifs, soit  $\approx 365$  fs.

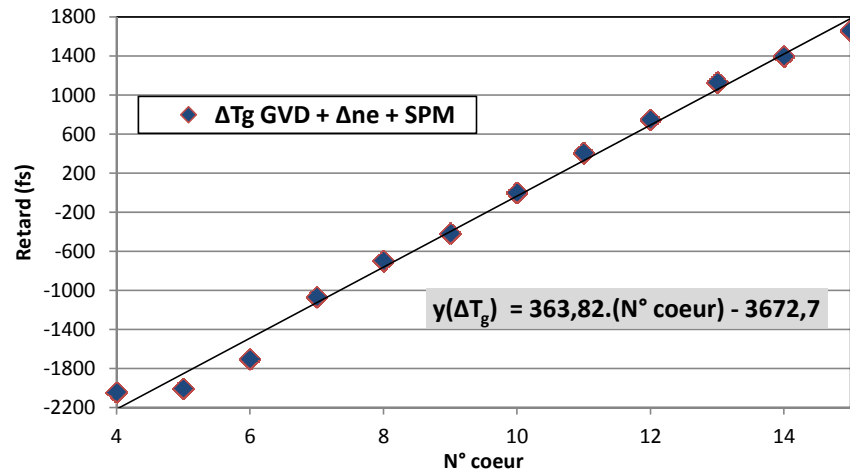


FIGURE III-15 : Différences de temps de groupe entre cœurs induites par la dispersion de vitesse de groupe, la différence d'indice effectif, et l'automodulation de phase subie lors de l'élargissement spectral pour la longueur de fibre multicœur mise en jeu. Le retard nul est référencé pour les différentes sources de retard prises en compte par rapport au cœur contenant la longueur d'onde centrale du spectre (cœur 10). Le retard entre cœur atteint 364 fs.

L'inclinaison de la boucle formée par la fibre nécessaire pour compenser les différences de temps de groupe entre les cœurs calculée à  $23^\circ$  était comparable mais supérieure à l'inclinaison ( $\sim 15^\circ$ ) optimale expérimentale. Cette différence s'explique par l'indétermination de la valeur de la phase spectrale induite expérimentalement par l'automodulation de phase lors de l'élargissement spectral. La méthode expérimentale d'optimisation fut employée en simulation pour gérer la phase spectrale d'ordre 0. Pour comparer les résultats expérimentaux et de simulation, les traces d'autocorrélation obtenues par ces deux méthodes ont été superposées sur la figure III-16 (a). Après compensation des différents ordres de la phase spectrale, l'impulsion recombinaison atteignait une durée d'environ 140 fs (FWHMI) (facteur de déconvolution de 0,85 déterminé à partir des simulations effectuées). La forme du spectre expérimental élargi étant proche d'une forme rectangulaire, le profil des impulsions obtenues était de type  $\text{sinc}^2$ . Ce profil est confirmé par l'allure temporelle de l'impulsion simulée (figure III-16 (c)). En effet, la bande spectrale étant de l'ordre de 40 nm, le premier zéro du sinus cardinal se trouve aux environs de  $\frac{\lambda^2}{c \Delta\lambda} \approx 90$  fs.

Une augmentation de 40 % de la durée de l'impulsion expérimentale par rapport au cas idéal et la présence d'un piédestal supérieur à celui obtenu en simulation montrent que la correction de phase n'était pas parfaite. Outre le fait que la gestion de la phase d'ordre 0 des différents cœurs ne soit pas découplée, le développement limité jusqu'à l'ordre 2 de la phase spectrale pour la simulation n'a pas permis de prendre en compte l'impact des ordres supérieurs. De plus, une inconnue reste sur la flèche de la phase spectrale expérimentale en sortie de fibre unimodale.

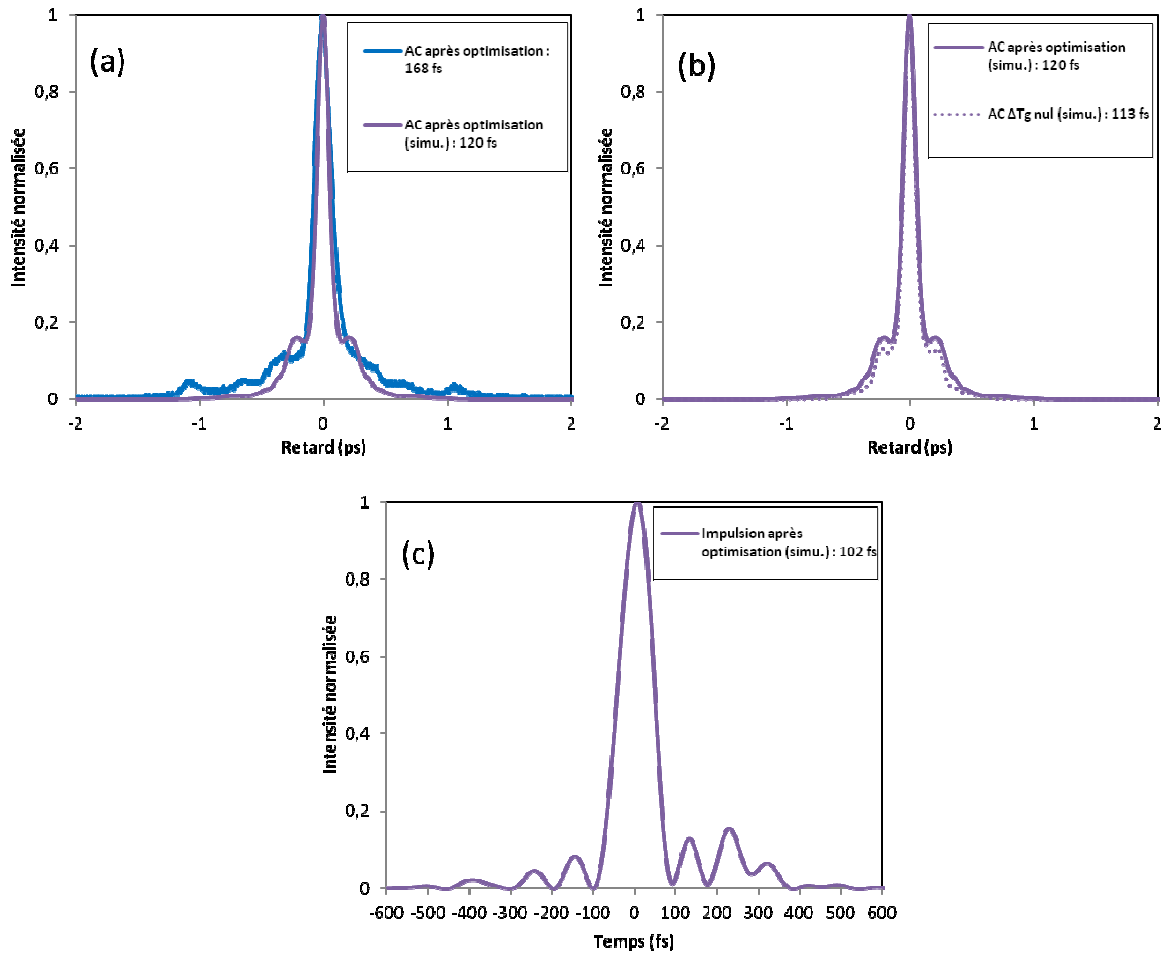


FIGURE III-16 : (a) Traces d'autocorrélation expérimentale (bleu) et simulée (mauve) de l'impulsion recombinaée après mise en phase des canaux spectraux. (b) Traces d'autocorrélation simulées de l'impulsion recombinaée après mise en phase des canaux spectraux lorsque la différence de temps de groupe résiduelle entre cœurs est prise en compte, et dans le cas parfait (pointillés). (c) Allure temporelle calculée de l'impulsion recombinaée après mise en phase des canaux spectraux.

Afin de vérifier que la compensation des retards entre canaux spectraux telle qu'elle a été développée a été efficace, la différence de temps de groupe entre voies a été choisie nulle dans l'algorithme simulant le dispositif. La figure III-16 (b) compare les traces d'autocorrélation qui ont été obtenues par simulation dans le cas où les retards résiduels expérimentaux après compensation sont pris en compte (trait plein) et dans le cas où ils sont considérés nuls (pointillés). Le fort recouvrement entre ces deux courbes démontre que la gestion de la phase spectrale d'ordre 1 par inclinaison d'une boucle réalisée par la fibre est potentiellement très performante.

Il est important de noter que les résultats de simulation présentés ci-dessus ne correspondent pas au cas en limite de Fourier. Cet écart s'explique par la flèche de la phase spectrale d'ordre 2 intra-canal non compensée qui a été évaluée à  $\approx \frac{2\pi}{3}$  en sortie de fibre multicœur. La durée de l'impulsion émergeant d'un cœur atteignait environ 650 fs (FWHMI), soit une durée 30 % plus élevée que la durée en limite de Fourier.

Comme cela a été annoncé au début de cette partie, le bilan énergétique n'a pas été probant lors de cette démonstration de principe. Les niveaux de signal source et pompe couplés et répartis entre les différents guides amplificateurs étaient respectivement de  $\approx 30$  mW et  $\approx 100$  mW. Plusieurs facteurs expérimentaux expliquent ce faible rendement. Comme énoncé précédemment, la largeur de bande spectrale par canal ainsi que la faible dimension des cœurs des amplificateurs ont accru la sensibilité aux non-linéarités, les impulsions élémentaires étant de plus courte durée ( $\sim 650$  fs) que dans la configuration précédente (1,84 ps) sans élargissement spectral. Ainsi, il était nécessaire de rester à faible niveau de puissance pour fonctionner en régime linéaire d'amplification. De plus, les difficultés rencontrées pour injecter le signal source dans la fibre multicœur (taux d'injection  $\approx 20$  %) ont abouti à une forte disparité entre cœurs quant au niveau de signal injecté. Bien que les amplificateurs aient tous fonctionné en régime linéaire d'amplification, cette variation de niveau de puissance signal a induit une inhomogénéité entre les valeurs de gain de ces derniers, pouvant aller de 4 dB à 12 dB.

D'autre part, la grande longueur de fibre multicœur utilisée (1,2 m) n'a pas permis d'extraire efficacement la puissance tout en minimisant les effets non linéaires.

Les caractéristiques spatiales du champ recombinaé et émis en sortie de montage ont également été évaluées. En champ proche (figure III-17), des franges d'interférences de très faible contraste, démontrant un recouvrement spectral non nul entre les canaux, étaient visibles. Les angles d'incidence et d'émergence choisis ont permis d'obtenir un taux d'ellipticité proche de 1. Le taux d'ellipticité du faisceau en champ lointain atteignait une valeur de 2,8, supérieur à celui obtenu par simulation des étapes de découpage et sommation spectrale (taux d'ellipticité de 2). Une modification des conditions d'injection entraînant l'apparition d'effets non-linéaires dans un cœur de la fibre peut être responsable de cet écart. Il suffit qu'un seul des cœurs ait subi un élargissement spectral au cours du relevé du profil du faisceau pour que le taux d'ellipticité en soit affecté.

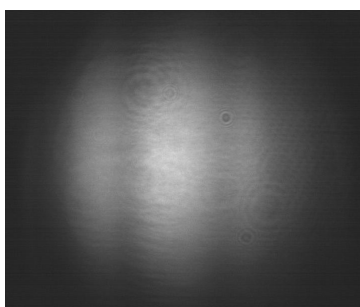


FIGURE III-17 : Profil spatial du faisceau recombinaé au niveau du réseau de diffraction du spectroscopie de sortie.

Au cours de cette partie, l'amplification et la synthèse d'impulsions femtosecondes large bande (40 nm de bande) par découpage spectral et combinaison cohérente spectrale ont été démontrées. Ainsi, des impulsions avec une durée près de deux fois inférieures aux impulsions sources (140 fs contre 250 fs FWHMI) ont été synthétisées. Une méthode inédite ne faisant intervenir aucun composant supplémentaire a également été expérimentée pour la

gestion des différences de temps de groupe linéairement réparties. Une évolution du système d'injection et du dimensionnement des amplificateurs reste toutefois indispensable afin d'envisager une montée en puissance du dispositif. Les solutions envisageables seront abordées dans la dernière partie de ce chapitre.

### III.2.3.2 Synthèse d'impulsions large bande après amplification en régime non-linéaire

Comme cela a été montré au cours du premier chapitre, les amplificateurs de puissance utilisés pour atteindre des records, que ce soit en termes de puissance (moyenne ou crête), de durée d'impulsion, ou d'énergie, fonctionnent rarement dans un régime purement linéaire ( $B \leq 1$  rad). Or, seul ce régime de fonctionnement a jusqu'à maintenant été abordé pour la combinaison cohérente spectrale.

La configuration élaborée préalablement pour l'amplification large bande en régime linéaire a servi de point de départ pour la réalisation de nouvelles mesures pour lesquelles le gain en puissance de chacun des amplificateurs a été maximisé de manière à obtenir l'élargissement spectral le plus important possible pour chacun d'entre eux. Le niveau de puissance signal injecté dans chacun des cœurs n'étant pas homogène, les niveaux d'intégrale  $B$  estimés variaient entre 0 et  $\sim 8$  rad selon les canaux. En raison de la brièveté des impulsions et du faible niveau de signal injecté mis en jeu, il n'a donc pas été possible de se placer en régime d'amplification non-linéaire pour certains cœurs sans que le niveau d'émission spontanée amplifiée soit négligeable vis-à-vis du signal amplifié. Toutefois, la largeur de bande spectrale à forte intégrale  $B$  pouvait atteindre jusqu'à 15 nm (FWHM) pour certains cœurs, au lieu des 3 nm en régime linéaire. Ce fort élargissement spectral s'explique par le fait que les impulsions mises en jeu étaient proches de la limite de Fourier. La procédure de mise en phase utilisée fut en tout point identique à celle développée dans la partie ci-dessus. La trace d'autocorrélation obtenue après optimisation des différents termes de la phase spectrale est reproduite sur la figure III-18 (b). La durée à mi-hauteur était  $\sim 20$  % supérieure à celle de la configuration où le régime d'amplification était purement linéaire (figure III-16 (a)). La diaphonie entre les canaux spectraux étant maximisée dans cette configuration, la gestion de la phase d'ordre 0 pour une longueur d'onde donnée était généralement dépendante de plusieurs cœurs (diaphonie), donc plus complexe. En s'intéressant au profil de la trace pour un retard proche de 1 ps, on peut constater que les répliques temporelles visibles auparavant, et qui constituaient la signature du découpage spectral réalisé ( $\Delta\lambda \approx 3,8$  nm), ne sont plus observables. L'élargissement du spectre dans chacun des guides conduit à un lissage du spectre recombinaison diminuant ces répliques temporelles (figure III-18 (a)). Pour éviter que la mesure du spectre soit faussée par le chirp angulaire, un diffuseur a été placé en amont de la fibre de détection du spectromètre. Cette précaution fut prise en raison du fort taux d'ellipticité du champ lointain, ici mesuré expérimentalement proche de 6 (figure III-19). L'accentuation de ce facteur démontre l'impact du niveau de non-linéarités par cœur sur la diaphonie entre canaux, et donc sur la qualité spatiale du faisceau recombinaison.

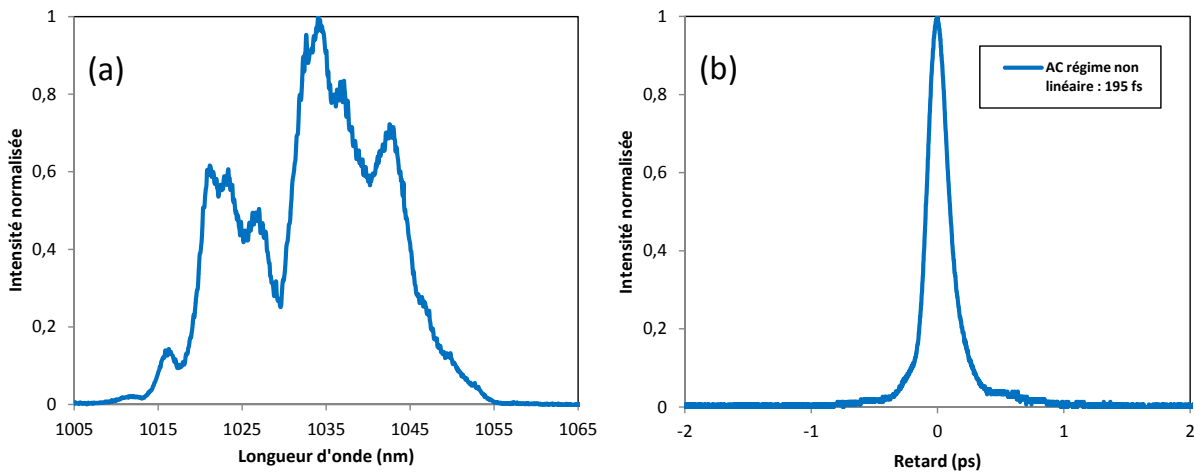


FIGURE III-18 : (a) Spectre et (b) trace d'autocorrélation de l'impulsion recombinaisonnée après mise en phase des canaux spectraux pour un régime d'amplification non-linéaire.

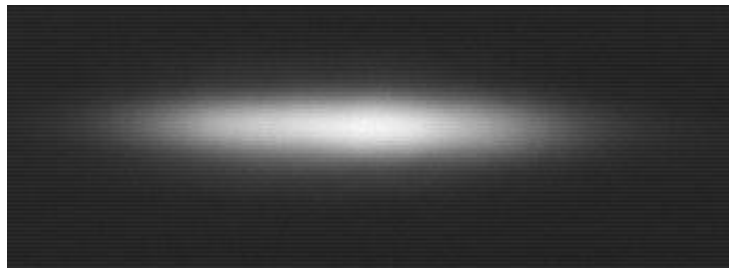


FIGURE III-19 : Profil spatial du faisceau recombinaisonnée en champ lointain en régime d'amplification non-linéaire.

Les résultats obtenus lors du fonctionnement en régime d'amplification non-linéaire constituent une première étape pour un futur dimensionnement du dispositif adaptée à une montée en puissance. Le système de division spectrale et de sommation cohérente de l'architecture développée au cours de ce manuscrit (spectroscopes à réseau de diffraction) crée une dépendance de l'allure spatiale de l'impulsion vis-à-vis de ses propriétés spectrales. Le chirp angulaire peut être évité en utilisant d'autres systèmes de découpage spectral et de combinaison comme des optiques dichroïques. Or ce choix étant difficilement compatible avec l'emploi d'une fibre multicœur pour des raisons d'encombrement, une modification plus profonde de l'architecture est à envisager. Les perspectives pour l'amplification par combinaison cohérente spectrale seront abordées dans la partie III.4.



	Longueur fibre (m)	Nombre cœurs	Gestion GVD	$\delta\lambda_{\text{cœur}} / \delta\lambda_{\text{tot}}$ (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	Durée en fs (FWHM)	Ellipticité
Oscillateur				7		230 à 250	
Amplification faible bande	$\approx 1$	12	non	0,85 / 7	0,92	280	1,3
Amplification large bande en régime linéaire	1,2		oui	3 / 40	3,8	140	2,8
Amplification large bande en régime non-linéaire				3 à 15 / 30	3,8	170	6

FIGURE III-20 : Tableau récapitulatif des performances atteintes lors de l’amplification et la synthèse d’impulsions brèves par combinaison cohérente spectrale avec une fibre multicœur amplificatrice.  $\delta\lambda_{\text{cœur}}$  correspond à la largeur d’un spectre élémentaire (FWHM),  $\delta\lambda_{\text{tot}}$  à la bande spectrale totale (FWHM), et  $\Delta\lambda$  à l’espacement inter-canaux.

### III.3 Autres travaux récents sur l'amplification par division et combinaison cohérente spectrales

De manière concomitante à mes travaux de thèse, deux autres équipes de recherche dans le monde ont étudié la combinaison cohérente spectrale dédiée à l'amplification d'impulsions femtosecondes. Au cours de cette troisième partie, une synthèse des principaux résultats obtenus est faite.

#### III.3.1 Découpage spectral par filtrage

W. Z. Chang et al. se sont intéressés à cette méthode d'amplification en l'utilisant dans un montage présentant jusqu'à 4 voies amplificatrices spatialement indépendantes [63], [64], [66]. Une représentation schématique du dispositif expérimental mis en place est observable sur la figure III-21. L'amplification à dérive de fréquence avait alors été couplée à la combinaison cohérente spectrale. Une différence majeure avec l'architecture que nous avons retenue est l'introduction de filtres passe bande pour le découpage spectral. Ce choix a entraîné la perte du signal non transmis par le filtre sur chacun des bras. La combinaison cohérente a pour sa part été réalisée à l'aide de miroirs dichroïques dont l'orientation a été optimisée de manière à superposer spatialement les différentes bandes spectrales amplifiées.

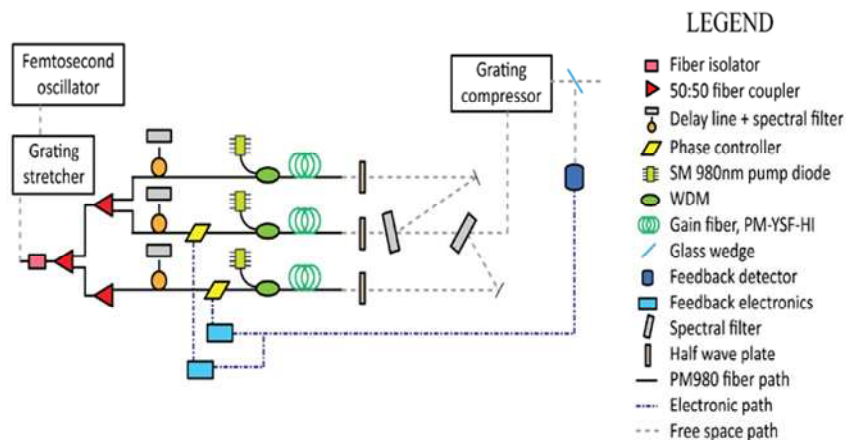


FIGURE III-21 : Schéma de principe de l'architecture développée par W. Z. Chang et al. pour étudier l'amplification d'impulsions femtosecondes par combinaison cohérente spectrale [66] (SM : Single Mode, WDM : Wavelength Division Multiplexer).

Deux optimisations du découpage spectral ont été testées permettant ainsi de démontrer l'impact du taux de remplissage spectral sur l'allure temporelle de l'impulsion reconstruite (figure III-22). De manière générale, les résultats obtenus par cette équipe n'ont pas permis d'atteindre des durées d'impulsions inférieures à 350 fs. Cette équipe a réalisé une expérience de principe mettant en jeu des puissances similaires à celles présentées au cours de ce manuscrit (~ 300 mW) en lien avec l'utilisation de composants fibrés et d'un pompage

cœur des fibres dopées. Un désaccord au niveau de la pente de réjection des filtres employés pour le découpage et la sommation de chacune des voies a limité la puissance extraite. La qualité spatiale du faisceau recombinaison, proche de la limite de diffraction, a été uniquement fixée par une optimisation du recouvrement des faisceaux issus de chacun des bras (collimation, superposition en champ proche et lointain,...).

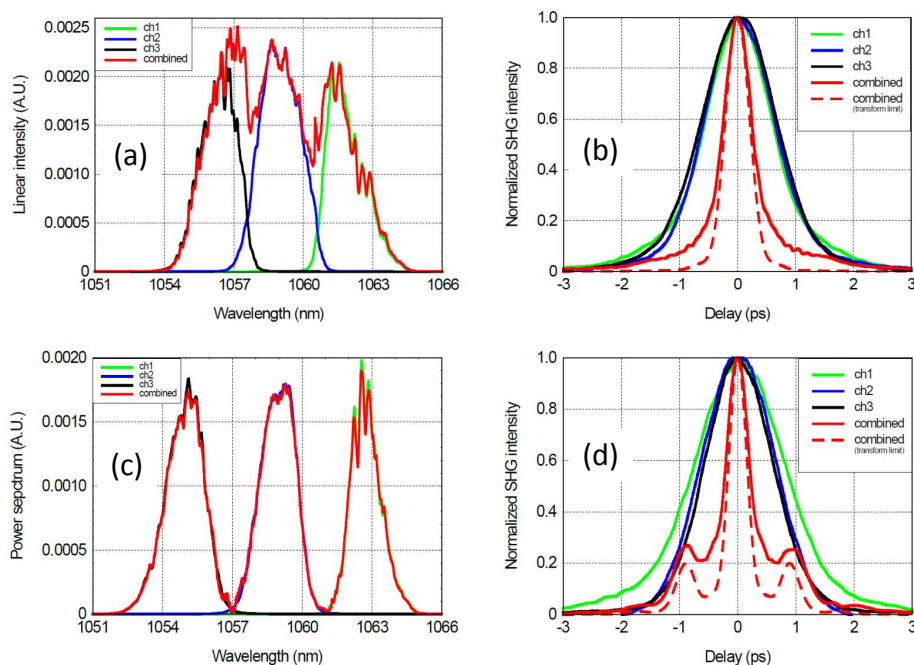


FIGURE III-22 : Spectres ((a) et (c)) et traces d’autocorrélation ((b) et (d)) des amplificateurs et de l’impulsion synthétisée avec (partie supérieure) et sans (partie inférieure) recouvrement spectral entre les différents canaux [66].

### III.3.2 Démonstration de l’intérêt de l’amplification multispectrale vis-à-vis du phénomène de rétrécissement de la bande par le gain

Les travaux menés en 2013 par F. Guichard et al. ont démontré l’utilisation simultanée de l’amplification à dérive de fréquence et de la combinaison cohérente spectrale lors de l’amplification de puissance d’impulsions femtosecondes [68]. Comme cela est visible au travers de la figure III-23, les impulsions source spectralement élargies ont été étirées temporellement avant d’être scindées en deux bandes spectrales distinctes à l’aide d’un filtre passe haut. La sommation des bandes spectrales en fin de montage fut réalisée de manière analogue. Le facteur d’étirement subi par les impulsions sources ( $\sim 1500$ ) a été choisi de manière à conserver un spectre amplifié similaire à celui filtré en amont de l’étape d’amplification afin de maximiser l’efficacité de combinaison en sortie de dispositif .

Pour une évolution du gain en puissance entre 10 dB et 30 dB, une réduction de 58 % de la largeur à mi-hauteur du spectre a été mesurée si l’amplification était réalisée avec un seul

amplificateur (amplification mono-guide à dérive de fréquence) contre seulement 9,5 % avec l'architecture développée (figure III-24 (b)). La trace d'autocorrélation de l'impulsion obtenue par la combinaison cohérente spectrale atteignait 180 fs (130 fs FWHMI) contre 280 fs pour la deuxième configuration testée. La puissance extraite et compressée était d'environ 6 W (figure III-24 (a)).

Les résultats obtenus avec ces dernières expérimentations ont démontré le potentiel de la combinaison cohérente spectrale concernant l'amplification de puissance d'impulsions femtosecondes. Bien que le nombre de voies mises en jeu ait été limité (2), une diminution du rétrécissement spectral par le gain a pu être observée, permettant ainsi d'obtenir une largeur de bande de 19 nm. La multiplication du nombre de voies mises en jeu, pour une largeur de spectre donnée, permettrait ainsi de repousser encore cette limite en réduisant le rétrécissement spectral par le gain subi par chacune des bandes spectrales élémentaires. Une sensibilité des performances accessibles suivant le régime de fonctionnement de l'amplificateur a cependant pu être déduite des observations expérimentales. En effet, il apparaît un filtrage non désiré en sortie d'interféromètre si un élargissement spectral se produit lors de la phase d'amplification.

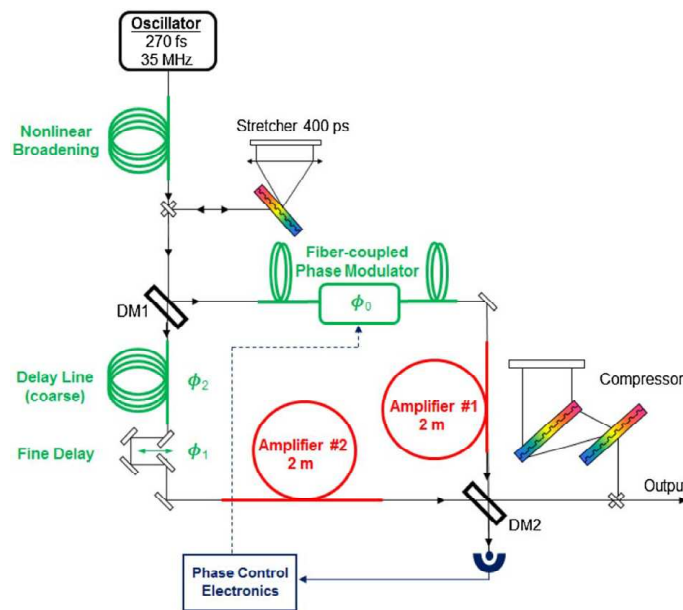


FIGURE III-23 : Schéma de principe de l'architecture développée par F. Guichard et al. pour étudier l'amplification d'impulsions femtosecondes par combinaison cohérente spectrale [68] (DM : Dichroïc Mirror).

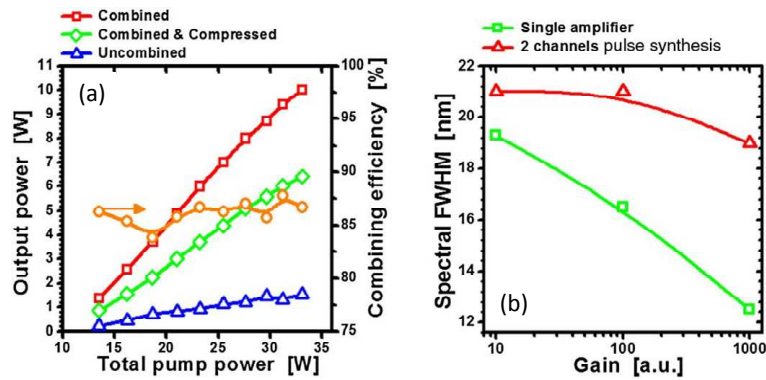


FIGURE III-24 : (a) Efficacité de combinaison et puissance moyenne combinée, non combinée et combinée après compression, en fonction de la puissance de pompage. (b) Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre en sortie de montage en fonction du gain en puissance pour la configuration mono-amplificateur (vert) et mettant en jeu la combinaison spectrale cohérente (rouge) [68].

## **III.4 Perspectives pour l'amplification d'impulsions brèves par combinaison cohérente spectrale**

Au travers de cette dernière partie, différentes évolutions et applications possibles pour la combinaison cohérente spectrale dans le domaine femtoseconde sont discutées. L'adaptation de l'architecture développée au cours de ce manuscrit à la réalisation d'un oscillateur laser est également introduite.

### **III.4.1 Evolutions envisageables pour une montée en puissance**

#### **III.4.1.1 Amplification à dérive de fréquence et combinaison cohérente spectrale**

Les résultats obtenus jusqu'à aujourd'hui ont démontré que la combinaison cohérente spectrale était préférentiellement applicable à un régime d'amplification n'induisant pas d'élargissement spectral si le découpage spectral et la combinaison cohérente sont conçues pour gérer des bandes spectrales identiques. Si l'on cherche à fonctionner en régime non-linéaire d'amplification, l'allongement temporel des impulsions élémentaires par l'introduction d'une ligne dispersive doit être élevé pour réduire l'élargissement spectral induit par un fort niveau d'intégrale B. La gestion de la phase d'ordres supérieures reste néanmoins problématiques à fort niveau de non-linéarités. Pour coupler l'amplification à dérive de fréquence et la combinaison cohérente spectrale, il faut limiter l'apparition des non-linéarités dans chacun des guides amplificateurs. Cela passe soit par l'augmentation du nombre de guides en jeu (configuration sans étireur), soit par l'utilisation d'une ligne dispersive en amont ou en aval du découpage spectral pour encore plus allonger les impulsions élémentaires dans chacun des guides. Augmenter le nombre de guides est une idée séduisante puisqu'elle permet de diminuer la puissance crête par voie d'amplification comme le carré du nombre de guides (configuration sans étireur). Mais elle a des limites vite atteintes avec une fibre multicœur, la large section de la fibre devenant rapidement trop compliquée à fabriquer et la fibre devenant rigide. Cependant, il est possible d'imaginer un système utilisant un grand nombre de fibres amplificatrices indépendantes comme dans le projet du consortium ICAN, ce qui serait mieux adapté à la production d'impulsions fortement énergétiques.

On peut s'interroger sur les caractéristiques des impulsions (durée, puissance crête, énergie) que l'on peut atteindre dans le système d'amplification multispectrale en associant découpage spectral et allongement de l'impulsion par ligne dispersive. Deux configurations sont possibles : soit l'étireur est intégré en amont de l'étape de découpage spectral, soit N étireurs sont positionnés entre le découpage spectral et les amplificateurs.

Considérons la configuration à N étireurs (figure III-25 (b)). L'impulsion initiale de durée  $\delta t_0$  et de puissance crête  $P_{C0}$  serait découpée spectralement en N bandes étroites. Les N impulsions élémentaires, sans chirp, auraient une durée approximative  $N.\delta t_0$  et une puissance

crête  $\sim \frac{P_{c0}}{N^2}$  (découpage à la fois spatial et spectral). Chacune de ces impulsions seraient étirées avec un fort facteur d'élongation jusqu'à une durée  $\frac{\gamma}{N\delta t_0}$  avec le facteur  $\gamma$  proportionnel au terme de la phase spectrale d'ordre 2 du dispositif étireur. Ainsi, chaque impulsion élémentaire étirée et injectée dans les guides amplificateurs aurait une puissance crête égale à  $\frac{P_{c0}}{N^2}$  divisée par le facteur d'étirement  $\frac{\gamma}{N^2\delta t_0^2}$ , soit  $P_c = \frac{P_{c0}\delta t_0^2}{\gamma}$ . Cette puissance crête est identique à celle de l'impulsion initiale (avant découpage spectral) étirée par la même ligne dispersive car le facteur d'élongation  $\frac{\gamma}{\delta t_0^2}$  dépend de la durée de l'impulsion incidente. On peut donc noter que le seuil d'apparition des effets non-linéaires dans les guides amplificateurs sera le même (pour une impulsion initiale de même durée et de même amplitude) que l'on emploie un système à amplificateur unique (figure III-25 (a)) ou le dispositif à découpage spectral si on intègre un même étireur à grand facteur d'élongation. Toutefois, l'apport de l'amplification multispectrale demeure quant à la réduction de la bande spectrale par le gain, car il est toujours possible d'ajuster le gain par guide amplificateur et donc par composante spectrale. Une augmentation de la puissance crête est donc possible. Enfin, cette configuration multispectrale apporte également la possibilité de profiler l'impulsion synthétisée. Cependant, cette configuration à N étireurs serait complexe et onéreuse à mettre en œuvre.

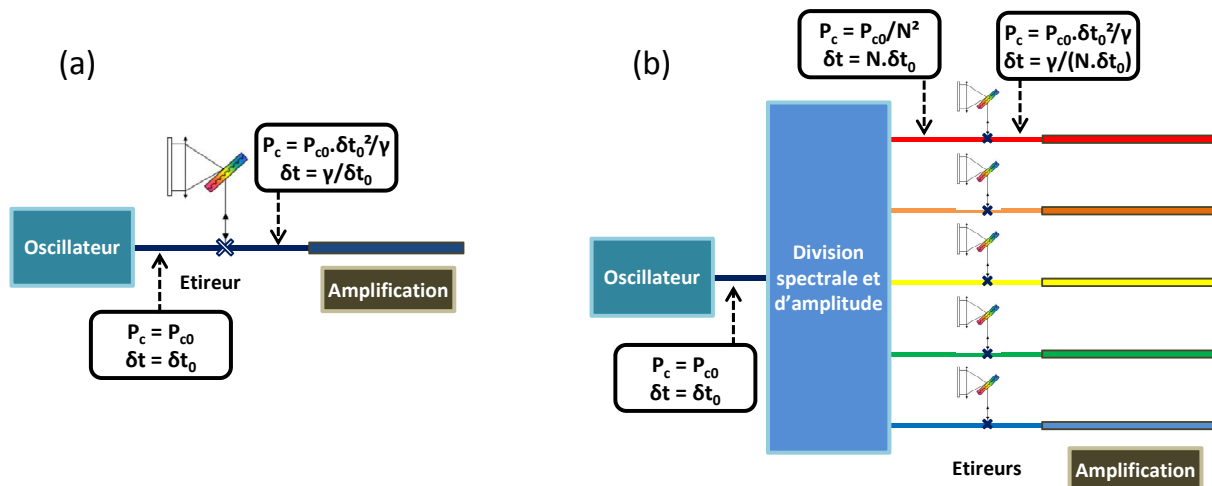


FIGURE III-25 : Schéma de principe (a) d'un système à amplificateur unique mettant en œuvre l'allongement de l'impulsion par une ligne dispersive et (b) du système d'amplification multispectrale associant découpage spectral et allongement de l'impulsion par ligne dispersive dans le cas où N étireurs sont positionnés entre le découpage spectral et les amplificateurs.  $P_c$  représente la puissance crête de l'impulsion, N le nombre de canaux mis en jeu,  $\delta t$  la durée de l'impulsion, et le facteur  $\gamma$  est proportionnel au terme de la phase spectrale d'ordre 2 du dispositif étireur.

Considérons l'autre configuration, plus simple à mettre en œuvre, avec un unique étireur positionné en amont du découpage spectral (figure III-26). La durée de l'impulsion initiale étirée serait égale à  $\frac{\gamma}{\delta t_0}$ , la puissance crête serait donc de l'ordre de  $\frac{P_{c0}\delta t_0^2}{\gamma}$  (approximation par un profil temporel de type rectangulaire). Dans l'étape suivante, le découpage spectral conduirait à un découpage similaire dans le domaine temporel compte tenu du fort taux d'élongation amené par l'étireur. Ainsi, les impulsions élémentaires auraient

chacune une durée égale à  $\frac{\gamma}{N\delta t_0}$ , et une puissance crête égale à  $\frac{P_{c0}\delta t_0^2}{\gamma}$ . Pour ces impulsions élémentaires, on retrouve les mêmes caractéristiques que celles données dans la configuration à N étireurs. De la même façon, les avantages du dispositif amplificateur multispectral avec étireur par rapport à une configuration plus classique à une voie amplificatrice sont la gestion indépendante du gain par composante spectrale et l'augmentation de la puissance crête accessible. Les avantages sont les mêmes que dans la configuration à N étireurs mais avec une mise en œuvre plus simple. C'est cette dernière configuration à un étireur unique qui sera privilégiée dans le cas où ce dispositif serait nécessaire (nombre N de guides amplificateurs trop faible par rapport à la puissance à extraire).

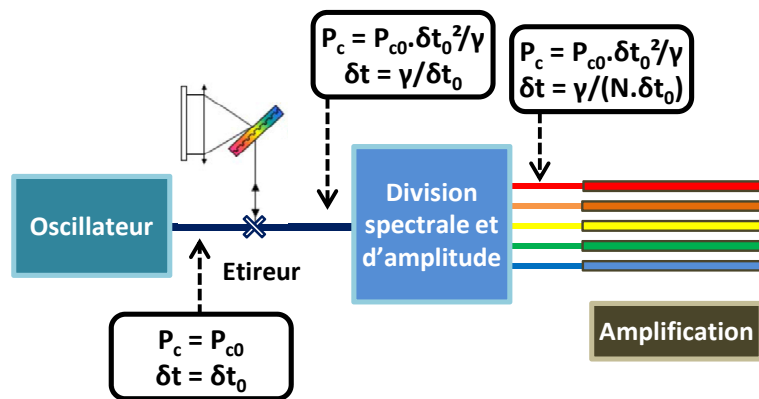


FIGURE III-26 : Schéma de principe du système d'amplification multispectrale associant découpage spectral et allongement de l'impulsion par ligne dispersive dans le cas où un étireur unique est positionné en amont du découpage spectral.  $P_c$  représente la puissance crête de l'impulsion, N le nombre de canaux mis en jeu,  $\delta t$  la durée de l'impulsion, et le facteur  $\gamma$  est proportionnel au terme de la phase spectrale d'ordre 2 du dispositif étireur.

### III.4.1.2 Réseau de fibres amplificatrices ou fibre à multiples cœurs amplificateurs

#### III.4.1.2.1 Amplification multispectrale et fibre multicœur

Le choix d'une fibre multicœur ou de fibres indépendantes pour réaliser la combinaison cohérente spectrale fixe les performances accessibles pour plusieurs raisons. Comme cela a été évoqué depuis le début de ce manuscrit, l'atout majeur de cette architecture est qu'elle permet de contrer le rétrécissement spectral par le gain. Pour ce faire, une uniformité du gain en puissance entre voies est nécessaire afin de compenser la variation du gain linéique suivant la longueur d'onde. Afin d'extraire un maximum de puissance, le pompage gain est obligatoire. Or, les fibres multicœurs amplificatrices à large aire modale actuellement conçues ont une gaine interne commune à tous les cœurs. À titre d'exemple, la fibre multicœur dopée ytterbium citée dans les travaux de H. J. Otto et al. en mai 2014 présentait quatre cœurs non couplés de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre distants de  $56 \mu\text{m}$  répartis linéairement. La gaine interne (air-clad) commune à ces cœurs avait une section rectangulaire



de  $510 \times 156 \mu\text{m}$  [98] (figure III-27). Ce type de configuration ne permettant pas de moduler indépendamment le niveau de pompage de chacun des cœurs, son utilisation pour limiter le rétrécissement spectral par le gain semble inappropriée. Il en est de même par conséquent pour le profilage d'impulsion faisant appel à la modulation d'amplitude. Plusieurs nouveaux développements sont néanmoins envisageables afin de contourner ce problème. La création d'un nombre de gaines internes identiques au nombre de cœurs présents dans la fibre pourrait être une solution envisageable. Afin de dimensionner cette hypothèse de travail, l'article précédemment cité est pris comme exemple. Celui-ci précisait que dans la configuration testée, le faisceau pompe avait été dimensionné par rapport à la largeur de gaine interne la plus faible (la hauteur sur la figure III.27). La juxtaposition de quatre structures identiques composées chacune d'une gaine interne de  $156 \mu\text{m}$  de diamètre et d'un cœur de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre pourrait alors être une solution. Une implémentation similaire à celle développée dans ce manuscrit serait alors applicable. Une seconde solution envisageable serait, en utilisant une gaine interne commune à tous les cœurs, de moduler la concentration en dopants de ces derniers. Les différentes structures de fibres proposées au cours de ce paragraphe n'ayant pas été réalisées, ces propositions restent sujettes à une étude de faisabilité.

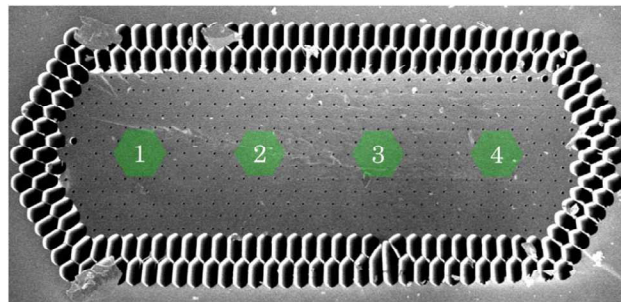


FIGURE III-27 : Image de la face de la fibre multicœur employée par H. J. Otto et al. dans la publication [98]. Les quatre cœurs dopés ytterbium sont ici représentés par des hexagones verts.

L'évolution du montage vers un grand nombre de guides amplificateurs entraîne également certaines contraintes pour la fabrication de la fibre multicœur. En considérant une fibre avec un diamètre millimétrique, une répartition des cœurs dans une seule dimension, et en se basant sur les grandeurs mises en jeu dans la référence [98], le nombre de cœurs à large aire modale pouvant être mis en jeu est rapidement limité à moins d'une dizaine. Comme abordé dans la partie 2 du deuxième chapitre, une distribution sur deux dimensions des cœurs nécessiterait un dispositif spécifique de découpage spectral. Pour conserver l'intérêt de la fibre multicœur par rapport à la sensibilité aux perturbations externes, il faudrait que ce composant soit monolithique (composant non développé à ce jour) comme par exemple les arrayed waveguides (AWG) que l'on trouve en télécommunications mais qui sont unidimensionnels. La redistribution du signal en deux dimensions à l'aide de guides monolithiques photo-inscrits est également envisageable.

En conclusion de ce paragraphe, il apparaît que la configuration mettant en jeu une fibre multicœur, bien qu'attractive pour réduire les fluctuations de phase entre les différents

canaux, ne parait pas la solution la plus adaptée pour une évolution vers un grand nombre d'amplificateurs et pour produire de très fortes énergies. L'utilisation d'un réseau de fibres amplificatrices à large aire modale indépendantes apparait alors comme une alternative plus séduisante.

### III.4.1.2.2 Amplification multispectrale et réseau de fibres amplificatrices à large aire modale

Une architecture telle que celle représentée figure III-28 est envisageable pour l'application de la combinaison cohérente spectrale à un grand nombre d'amplificateurs.

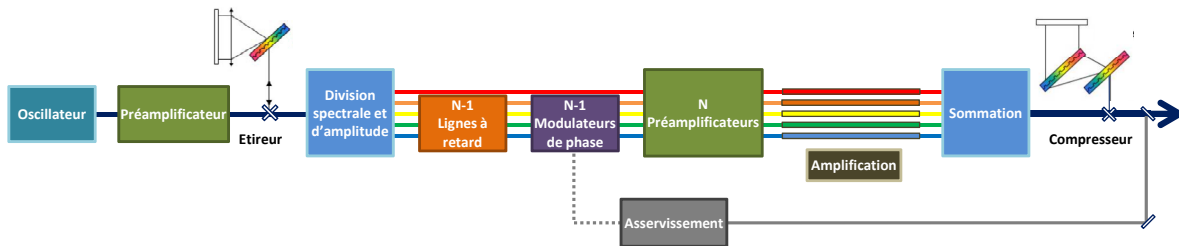


FIGURE III-28 : Proposition de schéma de combinaison cohérente spectrale stabilisée par voie active à N voies.

Les impulsions femtosecondes émises par un oscillateur sont dans un premier temps préamplifiées et étirées temporellement à l'aide d'une ligne dispersive. Par la suite, la division spectrale en N bandes peut être assurée à l'aide de N-1 filtres passe hauts dont les fréquences de coupure sont périodiquement espacées. Une ligne à retard est introduite sur N-1 voies amplificatrices (une voie est prise comme référence) afin de corriger les différences de chemin optique entre les bras. Cette architecture étant basée sur l'utilisation de plusieurs voies spatialement distinctes, un asservissement de la phase permettant une immunité aux perturbations thermiques et acoustiques est nécessaire. En prélevant une fraction du faisceau recombinaison, une photodiode à absorption à deux photons est utilisée pour fournir un signal de référence. La taille de cœur des amplificateurs, ainsi que la cadence de travail, devront être ajustées suivant que l'on cherche à maximiser la puissance crête ou la puissance moyenne. Après l'étage d'amplification, la recombinaison des différentes voies est assurée par un dispositif semblable à celui mis en place pour le découpage spectral. Une parfaite correspondance entre les filtres placés en entrée et en sortie maximise l'efficacité de combinaison dans le cas où aucun élargissement spectral n'est induit durant la phase d'amplification, et ceci sans chirp angulaire. Pour finir, l'impulsion synthétisée traverse une ligne dispersive (compresseur) afin d'obtenir une durée d'impulsion minimale.

Afin d'avoir un ordre de grandeur des performances accessibles avec cette architecture, une extrapolation des résultats présentés dans la référence [2] peut être faite.

Pour mémoire, T. Eidam et al. ont obtenu à l'aide d'un montage à amplification à dérive de fréquence des impulsions de l'ordre de 500 fs avec une énergie de 2,2 mJ après compression, à une cadence de 5 kHz. Les puissances moyenne et crête étaient alors

respectivement de 11 W et 3,8 GW. Dans ce montage, 4 amplificateurs étaient mis en jeu (3 préamplificateurs + 1 amplificateur de puissance). L'amplificateur de puissance était constitué d'une fibre LPF avec un diamètre de mode de 105  $\mu\text{m}$ . Malgré une intégrale B de 6 rad dans ces travaux, le spectre émis après l'amplification de puissance ne présentait pas d'élargissement spectral du fait du fort étirement des impulsions (3,6 nm FWHM). Une réduction de l'impact de la phase non-linéaire acquise a également été effectuée par le profilage de la phase spectrale (emploi d'un SLM). La limitation de ce montage résidait dans la présence d'instabilités modales à fort niveau de pompage.

Considérons maintenant des impulsions sources avec une largeur spectrale de 18 nm (FWHM) en limite de Fourier. Avec l'utilisation d'une ligne dispersive induisant un facteur d'allongement de l'ordre de  $10^4$  (état de l'art), une durée d'impulsion du même ordre de grandeur que celle mise en jeu dans [2] (~ ns) est accessible. Pour couvrir la totalité de la bande spectrale mise en jeu, 10 bandes élémentaires distantes et larges de 3,6 nm sont par la suite considérées. Une bande élémentaire correspond dans ce cas à la taille du spectre mis en jeu dans [2] (figure I-8 (a)). De part l'absence d'élargissement spectral lors de la phase d'amplification, le découpage et la sommation spectrale de l'architecture que nous proposons peuvent être gardés identiques. Du fait que le découpage spectral induit ici également un découpage temporel de l'impulsion étirée, la puissance crête par canal sera égale ou inférieure à la configuration monovoie. L'énergie et la durée des impulsions dans chaque amplificateur seront en revanche divisées par le nombre de canaux mis en jeu par rapport au cas monovoie.

Si l'on souhaite travailler à un niveau de gain semblable à celui mis en jeu dans la publication de T. Eidam et al., une augmentation de la cadence de travail d'un facteur égal au nombre de voies mises en jeu est nécessaire. Pour une cadence de 50 kHz, une puissance moyenne recombinaison de l'ordre de 150 W, et une énergie par impulsion reconstruite de 3 mJ avant compression est accessible. Pour un compresseur avec une efficacité proche de 80 %, on peut envisager une puissance moyenne de l'ordre de 100 W, une énergie par impulsion de 2,4 mJ, une durée d'impulsion inférieure à 100 fs, et une puissance crête de 24 GW. Avec ce type de configuration, un meilleur compromis entre puissance moyenne et puissance crête est possible. Cette valeur de puissance crête constituerait une performance près de cinq fois supérieure à celle atteinte jusqu'à présent.

### **III.4.2 Réalisation d'un laser à amplification parallèle et combinaison cohérente spectrale**

Les travaux relatifs à la combinaison cohérente spectrale visant le régime impulsionnel femtoseconde se sont jusqu'à aujourd'hui restreints à la combinaison cohérente de rayonnements issus de plusieurs amplificateurs nourris par un même oscillateur. La réalisation d'un oscillateur laser à modes verrouillés en phase basé sur le procédé d'amplification multispectrale constitue une perspective inédite.

Le fonctionnement impulsionnel bref avec la mise en phase de bandes spectrales distinctes issues des différentes voies amplificatrices peuvent-ils être assurés dans un même

oscillateur? Cette fonction de phasage dans cette configuration à amplification parallèle pourrait-elle être assurée par un composant de type absorbant saturable? Ce sont les questions que nous avons commencé à nous poser à la fin de ma thèse. Le schéma de la figure III-29 résume les différentes fonctions nécessaires pour la réalisation d'un tel oscillateur.

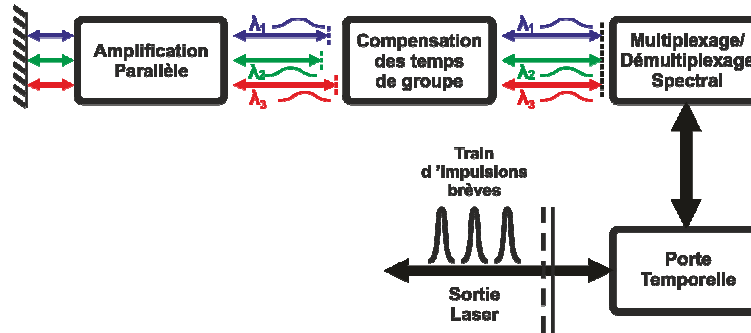


FIGURE III-29 : Schéma bloc d'un oscillateur laser à modes synchronisés mettant en œuvre la combinaison cohérente spectrale intra-cavité.

La stabilité au cours du temps des relations de phase observées avec une fibre multicœur est pour cette configuration un atout majeur. Des travaux publiés en 2011 ont rapporté l'utilisation d'une fibre multicœur pour la réalisation d'un oscillateur à verrouillage en phase des modes longitudinaux de la cavité [99]. Cependant, le fort couplage présent entre les 18 cœurs de la fibre conduisait dans ce cas à avoir un contenu spectral et un état de phase identique dans tous les cœurs. La fibre à utiliser ici doit être constituée de cœurs parfaitement découplés les uns des autres afin d'assurer l'amplification de bandes spectrales distinctes dans chacun des guides. La compensation des différences de temps de groupe entre les cœurs répond alors dans cette configuration aux mêmes problématiques que pour l'amplification multispectrale. Cette compensation peut être effectuée par la réalisation d'une boucle avec la fibre à cœurs multiples (compensation de la dispersion de vitesse de groupe) couplée à l'introduction d'un composant massif transparent structuré pour induire des retards calculés pour compenser les différences d'indice effectif entre cœurs. Le découpage spectral peut être réalisé par un spectroscopie, à l'instar de ce qui a été pratiqué dans mes travaux de thèse. Bien que l'émission spontanée amplifiée soit la même dans tous les amplificateurs, l'introduction d'un tel dispositif force les différentes voies à osciller sur des bandes spectrales distinctes pour lesquelles les pertes sont minimales. Le dispositif peut ainsi présenter une certaine agilité spectrale par la modification de l'orientation du réseau de diffraction. La mise en phase des canaux comme celle des modes longitudinaux doit être réalisée sur la voie commune de l'oscillateur, là où sont superposés les rayonnements provenant des  $N$  voies amplificatrices. Il est envisagé d'utiliser un absorbant saturable type SESAM pour réaliser cette fonction. L'émission d'impulsions femtosecondes n'est alors obtenue que si la densité surfacique d'énergie du faisceau recombinaison en phase est supérieure à la fluence de saturation de l'absorbant saturable. La focalisation du faisceau sur l'absorbant saturable est ajustée de manière à ne dépasser la fluence de saturation que dans le cas où les différents canaux spectraux sont parfaitement en phase.

Durant la rédaction de ce manuscrit, la conception d'un tel oscillateur a été entamée par Xavier Romain, étudiant de master à l'Université de Limoges. Des résultats préliminaires ont ainsi été obtenus pour un régime de fonctionnement continu [100]. Le dispositif expérimental mis en place est schématiquement représenté sur la figure III-30.

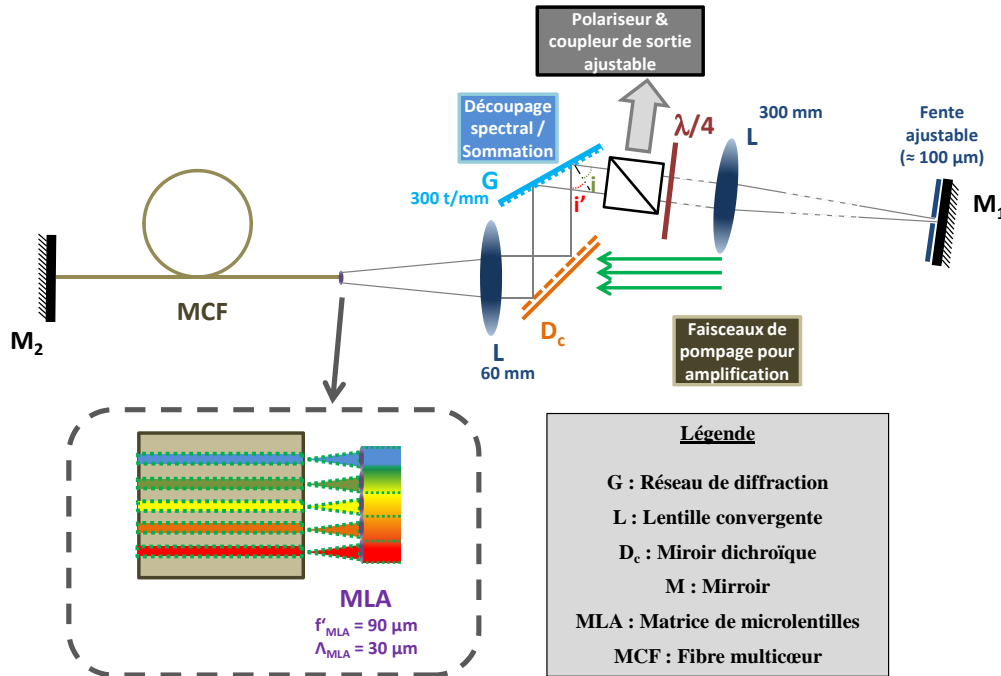


FIGURE III-30 : Montage expérimental dédié à la combinaison multispectrale intra-cavité en régime de fonctionnement continu.

La fibre multicœur était identique à celle utilisée pour l'amplification d'impulsions large bande (voir partie III.2), tout comme l'arrangement optique permettant d'acheminer les faisceaux pompe, et le nombre de cœurs mis en jeu. La longueur de fibre était de 70 cm. Deux miroirs large bande ( $M_1$  sur la figure III-30) constituaient les miroirs de fond de cavité de l'oscillateur. Afin de pouvoir modifier facilement le coefficient de surtension de la cavité, le coupleur de sortie était basé sur l'association d'une lame quart d'onde et d'un cube séparateur de polarisation. Entre le miroir  $M_1$  et le réseau de diffraction, les différentes composantes spectrales se propageaient de façon colinéaire. Après diffraction sur le réseau, la lentille L ( $f' = 60$  mm) permettait d'afficher sur la matrice de microlentilles le spectre laser avec une dispersion angulaire compatible avec les caractéristiques de la fibre multicœur. Ainsi, le dimensionnement réalisé pour le spectroscopie ( $i = -29^\circ$ , réseau de diffraction avec 300 traits/mm fonctionnant à l'ordre 1) a conduit à un pas spectral  $\Delta\lambda$  entre les canaux spectraux de 1 nm et une résolution  $\delta\lambda$  de l'ordre de 0,6 nm.

Le spectre expérimental mesuré pour cette première configuration (figure III-31 (a)) a mis en évidence la présence d'un couplage entre les différents cœurs dû au chirp angulaire présent dans la zone où les différents canaux spectraux étaient confondus, permettant l'amplification de composantes spectrales communes aux différentes voies (figure III-31 (b)). Afin d'introduire une sélection spectrale plus importante, une fente de dimension variable a été placée dans le plan contenant le champ lointain du faisceau recombinaison. Sa dimension a été choisie de manière à correspondre au diamètre d'un mode élémentaire dans le plan de la matrice de microlentilles. Dans ces conditions, un spectre typique obtenu après la mise en place de la fente est rapporté sur la figure III-32 (a). Dans ce cas, le spectre comportait bien douze raies lasers indépendantes les unes des autres, et l'allumage (ou l'extinction) d'une des diodes de pompage ne perturbait pas le reste du spectre. La figure III-32 (b) donne l'exemple pour lequel une diode de pompe sur deux était allumée. L'agilité spectrale du laser a aussi été démontrée pour différentes orientations du réseau de diffraction ou translations de la fente (figure III-32 (c)).

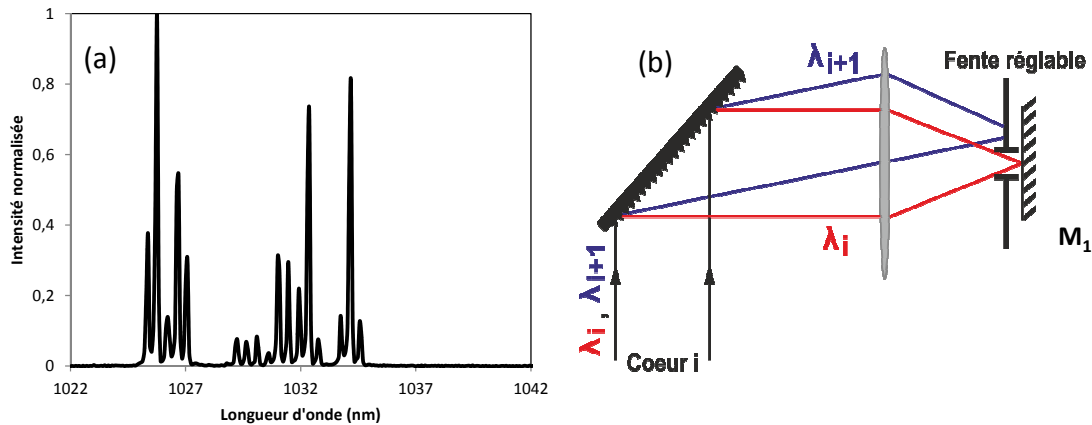


FIGURE III-31 : (a) Spectre expérimental mesuré sans sélection angulaire par une fente de largeur réglable et (b) illustration de la sélectivité spectrale imposée par la fente.

La puissance extraite en sortie d'oscillateur atteignait au maximum 400 mW. Toutefois, les résultats présentés ici ont été obtenus pour des rendements proches de 10 %. Cette valeur s'explique notamment par l'efficacité de couplage du faisceau de pompe (~ 50 %) et du signal (~ 20 %) dans la fibre multicœur. L'utilisation d'une fibre ne permettant pas la conservation de la polarisation du faisceau incident a également constitué une source de pertes.

Une analyse de la qualité spatiale du faisceau en sortie d'oscillateur a prouvé que l'introduction d'un filtrage spatial à l'aide de la fente ajustable a permis de limiter le chirp angulaire. En effet, on vérifie que le taux d'ellipticité du faisceau émis lorsqu'aucun filtrage n'était appliqué (figure III-33 (a)) était supérieur à celui de la configuration introduisant une sélectivité en longueur d'onde (figure III-33 (b)).

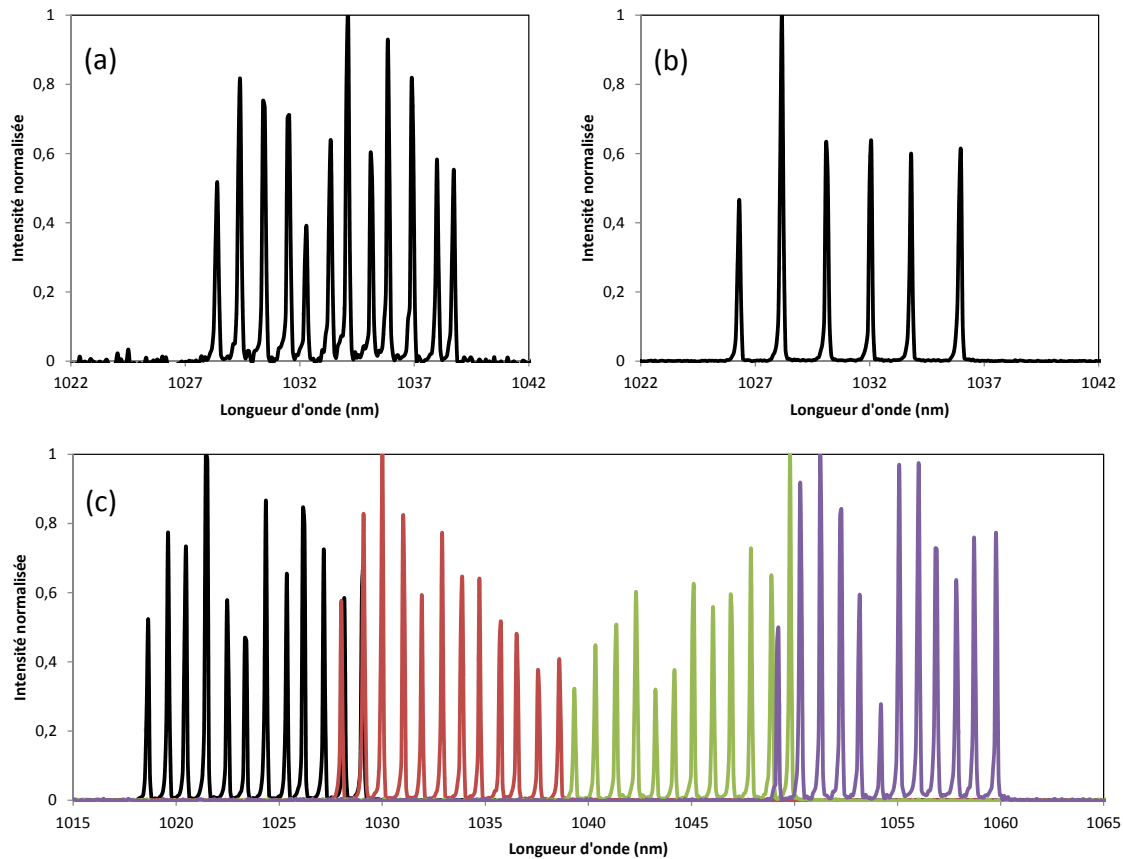


FIGURE III-32 : Spectre expérimental mesuré avec une sélection angulaire par une fente de largeur réglable lorsque (a) 12 et (b) 6 canaux amplificateurs sont utilisés. (c) Peignes spectraux (noir, rouge, vert, mauve) enregistrés pour différentes orientations du réseau de diffraction intra-cavité.

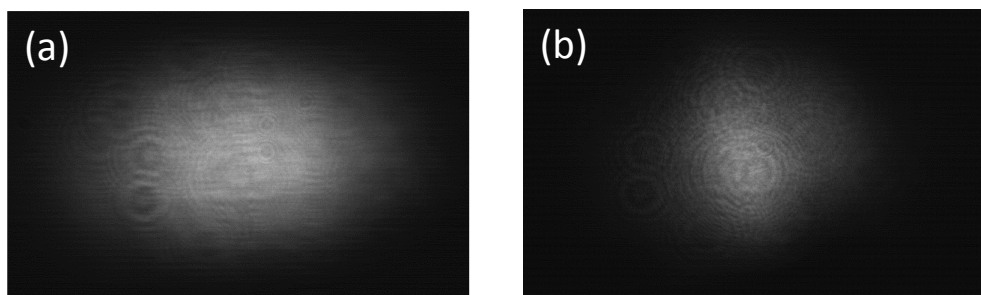


FIGURE III-33 : Profil spatial du faisceau en sortie d'oscillateur (a) sans et (b) avec mise en place d'une discrimination spectro-angulaire par une fente de largeur ajustable.

Un oscillateur laser accordable en régime continu réalisant la combinaison spectrale intra-cavité de douze amplificateurs a été démontrée durant le stage de Xavier Romain. L'introduction d'une sélectivité spectro-angulaire intra-cavité a ainsi permis de découpler le contenu spectral émis par chacun des cœurs de la fibre des autres voies et d'éliminer le chirp angulaire dans le faisceau en sortie de laser. Ces résultats en régime de fonctionnement continu sont un premier pas vers la réalisation d'un laser à amplification parallèle et

combinaison spectrale en régime à modes bloqués. La synchronisation et la mise en phase des canaux intra-cavité pour cette architecture restent encore toutefois à démontrer.

Au travers de cette dernière partie, une liste non exhaustive des évolutions envisageables pour la combinaison cohérente spectrale a été faite. Ainsi, l'association de l'amplification à dérive de fréquence et de l'amplification par découpage spectral et combinaison cohérente spectrale apparaît comme la meilleure solution pour obtenir une réduction du rétrécissement spectral par le gain lors de la synthèse d'impulsions énergétiques. Après avoir déterminé la meilleure localisation du découpage spectral par rapport à la ligne dispersive, une architecture reposant sur l'utilisation d'un réseau de fibres à large aire modale amplificatrices a été proposée. La mise en place de la combinaison cohérente spectrale seule reste cependant envisageable si un grand nombre de voies amplificatrices sont mises en jeu, permettant ainsi de diminuer suffisamment la puissance crête par amplificateur. Pour finir, une étude de faisabilité d'un laser à modes bloqués à amplification parallèle et combinaison spectrale intra-cavité a été entamée durant ces derniers mois. Les premiers résultats obtenus en régime de fonctionnement continu permettent d'envisager une application au régime d'impulsions courtes.



## Conclusion

Ce troisième et dernier chapitre rassemble l'ensemble des travaux menés jusqu'à aujourd'hui sur l'amplification d'impulsions femtosecondes par décomposition et sommation cohérente spectrales. Nous avons démontré expérimentalement que le bénéfice en puissance seuil avant apparition des effets non-linéaires est proportionnel au carré du nombre de voies amplificatrices mises en jeu. Le niveau d'apparition des non-linéarités a ainsi été repoussé d'un facteur proche de cent lorsque l'amplification d'impulsions ultra-brèves de faible largeur spectrale a été effectuée sur douze voies amplificatrices. Pour cette configuration, la synthèse d'impulsions ayant une durée semblable à celles des impulsions sources ( $\approx 250$  fs) a été démontrée. Par le contrôle du profil spectral de ces impulsions, l'émission d'impulsions profilées temporellement a également été rendue possible (impulsion double).

Afin d'atteindre des performances similaires à la compression non-linéaire d'impulsions, l'amplification d'impulsions femtosecondes large bande ( $\approx 40$  nm) a été étudiée. La synthèse d'impulsions de 140 fs a alors été rendue possible par un bon contrôle de la phase spectrale. La gestion des différences de temps de groupe entre les douze cœurs de la fibre a été nécessaire et elle a été réalisée par l'inclinaison d'une boucle formée par la fibre à cœurs multiples elle-même. La durée d'impulsion obtenue était voisine de celle constituant l'état de l'art de l'amplification d'impulsions ultra-brèves basée sur la combinaison cohérente spectrale (130 fs) [68]. Les travaux menés en régime d'amplification non-linéaire ont toutefois démontré que pour la combinaison cohérente spectrale, un régime d'amplification purement linéaire était préférable si les impulsions à amplifier sont en limite de Fourier afin de ne pas détériorer les qualités spatiales ou énergétiques des impulsions synthétisées.

L'intérêt de l'amplification d'impulsions femtosecondes par division et combinaison cohérente spectrales vis-à-vis du rétrécissement spectral par le gain a également été démontré lors de travaux menés par une autre équipe de recherche. Une réduction de seulement  $\approx 10$  % de la largeur du spectre amplifié (19 nm) a alors été obtenue pour un gain de 30 dB, dans une configuration couplant l'amplification à dérive de fréquence à la combinaison cohérente spectrale, contre  $\approx 60$  % dans une configuration utilisant l'amplification à dérive de fréquence seule.

Les résultats obtenus au cours de mon doctorat et présentés dans ce manuscrit constituent à ce jour les seuls à employer une fibre multicœur permettant une réduction de la sensibilité du cophasage aux perturbations extérieures, les seuls à mettre en jeu un nombre de voies aussi élevé pour réaliser la combinaison spectrale cohérente, les seuls à réaliser le profilage temporel des impulsions synthétisées, et les seuls à avoir mis en jeu des spectres aussi larges.

Dans la dernière partie de ce chapitre, l'élaboration d'une architecture pour l'amplification de puissance d'impulsions ultra-brèves large bande a été proposée. Le couplage de l'amplification à dérive de fréquence avec la combinaison cohérente spectrale semble ainsi la meilleure solution pour obtenir des impulsions énergétiques, tout en profitant

du découpage spectral réalisé pour atteindre une durée d'impulsion de l'ordre de quelques dizaines de femtosecondes. Pour finir, l'élaboration d'un oscillateur laser femtoseconde reposant sur l'amplification en parallèle de bandes spectrales distinctes et de leur mise en phase intracavité a été proposée. L'utilisation d'une fibre multicœur apparaît alors intéressante afin de maintenir une relation de phase stable entre les canaux spectraux. L'étude préliminaire menée dernièrement en régime continu a démontré l'agilité spectrale de cette configuration permettant de travailler sur toute la bande spectrale d'amplification de l'ion ytterbium. Bien que la réalisation d'un oscillateur femtoseconde basé sur cette technique nécessite la gestion des ordres supérieurs de la phase spectrale, elle paraît néanmoins réaliste au regard des résultats déjà obtenus.



## Conclusion générale

Alors que l'amplification d'impulsions femtosecondes avec affichage du spectre dans le milieu actif a été proposée il y a plus de vingt ans pour éviter le rétrécissement spectral par le gain dans les amplificateurs régénératifs, l'idée de répartir ce spectre entre de multiples amplificateurs est beaucoup plus récente (XLIM 2007, brevet CNRS 2010 [83]) et n'avait pas été étudiée jusqu'à présent. Mon travail a eu donc pour objectif l'exploration de cette architecture de division spectrale dans le contexte de l'amplification par fibre optique avec synthèse finale d'impulsions par combinaison spectrale cohérente. L'amplification fibrée multivoie avec décomposition spectrale constitue une solution prometteuse pour la synthèse d'impulsions ultra-brèves sub-100 fs de forte énergie. La division du spectre incident en  $N$  bandes spectrales réparties spatialement dans  $N$  amplificateurs assure une diminution de la puissance crête d'un facteur  $\sim N^2$  de l'impulsion propagée dans chacun des canaux spectraux. Le seuil d'apparition des non-linéarités durant la phase d'amplification est ainsi repoussé d'un même facteur. D'autre part, cette technique évite le rétrécissement spectral à fort niveau de gain.

Le principe a tout d'abord été considéré théoriquement. J'ai identifié, comme attendu, que le découpage spectral devait conduire dans le faisceau recombinaison à un fort taux de remplissage spectral pour minimiser le poids des répliques temporelles autour de l'impulsion synthétisée. Par ailleurs, il est pratiquement impossible de construire des amplificateurs à fibre de puissance de longueur identique. De plus, les longueurs de fibre employées conduisent à une dispersion chromatique notable. Aussi, dans un premier temps j'ai cherché à estimer la sensibilité de ce système d'amplification parallèle aux différences de temps de groupe et aux différences de phase entre voies. L'impact du synchronisme des impulsions issues des amplificateurs élémentaires sur l'efficacité de la reconstruction a été étudié à l'aide de modèles numériques. J'ai ainsi montré, par l'intermédiaire d'une étude statistique, que l'impulsion synthétisée pouvait rester brève et proche de la durée initiale (à mi-hauteur en intensité) malgré des différences de temps de groupe importantes entre voies (de l'ordre du réciproque d'une bande spectrale élémentaire). La puissance crête après combinaison est cependant un paramètre plus critique. Pour qu'elle soit supérieure à 90 % de la puissance crête idéale, un écart-type de temps de groupe inférieur à 30 % de la durée d'une impulsion se propageant dans un canal est nécessaire. Pour la sensibilité à la phase nous avons établi que, sous réserve de faibles écarts de phase, la puissance crête synthétisée évoluait suivant une loi en  $e^{(-\sigma_\phi^2)}$  avec  $\sigma_\phi^2$  la variance des différences de phase entre canaux. Par conséquent, pour que la puissance crête synthétisée soit supérieure à 90 % de la puissance crête idéale, l'écart-type des phases doit être plus petit que 0,4 rad.

Je suis ensuite passé à une phase expérimentale destinée à la validation du concept. Plutôt que d'utiliser des amplificateurs à fibre optique séparés nous avons choisi de nous appuyer sur un dispositif unique exploitant une fibre amplificatrice multicœur afin de relâcher les contraintes sur l'asservissement à mettre en place.

Les expériences ont débuté par une étape préliminaire de test de l'architecture sans amplification avec une fibre multicœur passive. Le spectre d'impulsions de 190 fs, centré à 1030 nm, a été découpé en cinq composantes qui ont été couplées aux cinq cœurs en ligne d'une fibre microstructurée. La proximité entre les différents guides optiques a conduit au choix d'un miroir déformable pour contrôler les phases et a nécessité le développement de dispositifs adaptés pour la réalisation du découpage spectral et de la sommation des canaux. Je me suis appuyé pour cela sur deux spectroscopes à réseau de diffraction combinés à des réseaux de microlentilles. Leur conception a montré qu'ils devaient être identiques et avoir une résolution ( $\delta\lambda$ ) du même ordre de grandeur que la séparation ( $\Delta\lambda$ ) entre les porteuses des voies à amplifier ( $0,5 \leq \frac{\delta\lambda}{\Delta\lambda} \leq 1$ ) afin de préserver une bonne qualité spatiale du faisceau recombinaison. La prise en compte de ces différents paramètres m'a permis d'élaborer un dispositif expérimental menant à la synthèse d'impulsions de 250 fs proches des impulsions sources mises en jeu (190 fs). La gestion du profil de la phase spectrale de l'impulsion synthétisée a également permis de réaliser la synthèse d'une double impulsion et celle d'une impulsion d'allure rectangulaire. Ces premiers résultats avec une fibre courte ( $\approx 1$  m) et un spectre de seulement 3 nm (FWHM) ont été obtenus sans ajustement des retards. Nous avons par la suite imaginé et mis en œuvre une courbure couplée à une torsion ajustable de la fibre multicœur pour introduire une rampe de retards continument ajustables entre les guides. Grâce à cette géométrie, nous avons pu réduire les écarts de temps de groupe et obtenir avec le montage précédent la synthèse d'une impulsion de 212 fs et ceci avec une fibre de 1,5 m.

La phase expérimentale avec gain a débuté après la fabrication par le laboratoire PhLAM d'une fibre spéciale dotée d'un réseau périodique de quinze guides dopés ytterbium. Nous avons en fait exploité seulement douze canaux amplificateurs qui ont été pompés indépendamment par douze diodes lasers. L'amplification d'impulsions de  $\approx 7$  nm (FWHM) de largeur de spectre par division en douze bandes spectrales puis par sommation cohérente a été réalisée pour la première fois, aboutissant à la synthèse d'une impulsion seulement 20 % plus longue que l'impulsion source de 230 fs. Nous avons aussi démontré, dans cette configuration sans étireur, un des avantages attendus de cette architecture. La puissance seuil d'apparition des effets non-linéaires a été repoussée de presque deux ordres de grandeur ( $\times 92$ ) vis-à-vis d'une amplification classique, en accord avec les estimations théoriques de principe. Le bénéfice espéré du choix d'une fibre amplificatrice multicœur a également été confirmé avec une impulsion amplifiée stable sur plusieurs heures sans asservissement. Le profilage d'impulsion a été également reproduit dans cette configuration amplificatrice. Dans une dernière phase expérimentale le spectre laser d'entrée a été élargi par automodulation de phase jusqu'à  $\sim 45$  nm. Le montage réadapté a conduit pour la première fois à l'amplification et à la recombinaison d'une bande de  $\approx 40$  nm. La pondération des puissances de pompe autorise en effet l'équilibrage du gain sur toute la bande considérée. Les conditions expérimentales n'ont cependant pas permis d'illustrer la suppression du rétrécissement spectral par le gain. L'impulsion synthétisée, d'une durée de 140 fs, n'était que légèrement plus longue que l'impulsion théorique prévue de 102 fs. L'étude s'est prolongée avec la caractérisation du comportement en régime d'amplification non linéaire (jusqu'à  $B \sim 8$  rad). La durée du signal synthétisé en a été légèrement augmentée (20 %). L'impact principal a été

---

une dégradation de la qualité du faisceau de sortie avec un chirp angulaire prononcé inhérent au dispositif de recombinaison.

Au cours de mes travaux de thèse, deux autres groupes (Center for Ultrafast Optical Science de l'Université du Michigan et Laboratoire Charles Fabry IOGS de l'Université Paris-Sud) ont construit des systèmes d'amplification à division spectrale en utilisant plusieurs fibres amplificatrices (respectivement 4 et 2) et des séparatrices dichroïques pour les étapes de séparation et sommation. Ils ont de leur côté montré que l'architecture (i) pouvait se décliner avec des amplificateurs séparés, moyennant des lignes à retard ajustables en espace libre, (ii) qu'elle permettait de contourner le rétrécissement spectral et (iii) qu'elle était compatible avec de la puissance.

L'amplification fibrée à division spectrale et synthèse d'impulsion représente donc une alternative crédible pour la génération d'impulsions ultracourtes de forte puissance crête combinée à des puissances moyennes élevées. Comme les autres techniques de combinaison cohérente, elle doit permettre de dépasser les limites en puissance des chaînes d'amplification linéaires. Elle apparaît pertinente pour la production d'impulsions courtes (30 - 300 fs) là où les autres méthodes seront confrontées au rétrécissement spectral par le gain. Pour des puissances plus réduites, elle représente également une alternative aux autres configurations d'amplification d'impulsions femtosecondes sans étirement. Il faut souligner également que le même principe a été exploité par le groupe de F. Legaré (INRS Québec, Canada) pour de l'amplification paramétrique dans un cristal (Frequency domain Optical Parametric Amplification [101]). Des impulsions de quelques cycles optiques et de 1,4 mJ ont été produites très récemment.

Les perspectives pour l'amplification fibrée multivoie avec décomposition spectrale sont multiples. Elles se situent dans le registre de la performance énergétique, dans le registre de la brièveté des rayonnements reconstruits et dans une extension au domaine des oscillateurs lasers. Sur le premier point il faudra faire appel à un étireur, à des étages préamplificateurs en amont et en aval de la division spectrale, à un découpage spectral suffisamment fin ( $\approx 2$  à 5 nm de bande par canal amplificateur) et bien sûr à des fibres amplificatrices à large aire modale. Sur le second point il sera nécessaire d'élargir le spectre du laser source et d'amplifier des longueurs d'ondes porteuses couvrant une très large bande. Sur ce dernier volet on peut imaginer exploiter des fibres amplificatrices avec différents dopants (Yb, Bi, Er, Tm) voire de l'amplification paramétrique sur fibre. On peut également envisager des étapes d'élargissement spectral à la sortie des différentes voies avant la combinaison cohérente. Enfin nous avons prévu l'élaboration d'un oscillateur laser femtoseconde reposant sur l'amplification en parallèle de bandes spectrales distinctes et de leur mise en phase intracavité mettant en jeu la combinaison cohérente spectrale. Cette configuration inédite pourrait conduire à un oscillateur femtoseconde produisant des impulsions ultra-brèves large bande de haute énergie.



# Travaux relatifs au manuscrit

## Articles dans des revues internationales à comité de lecture

- P1. T. Mansuryan, Ph. Rigaud, G. Bouwmans, V. Kermene, Y. Quiquempois, A. Desfarges-Berthelemot, P. Armand, J. Benoist, and A. Barthélémy, “*Spatially dispersive scheme for transmission and synthesis of femtosecond pulses through a multicore fiber*,” Opt. Express 20(22), 24769–24777 (2012).
- P2. Ph. Rigaud, V. Kermene, G. Bouwmans, L. Bigot, A. Desfarges-Berthelemot, D. Labat, A. Le Rouge, T. Mansuryan, and A. Barthélémy, “*Spatially dispersive amplification in a 12-core fiber and femtosecond pulse synthesis by coherent spectral combining*,” Opt. Express 21(11), 13555 (2013).

## Communications orales à des conférences à comité de lecture avec actes

- C1. T. Mansuryan, Ph. Rigaud, G. Bouwmans, V. Kermene, Y. Quiquempois, A. Desfarges-Berthelemot, P. Armand, J. Benoist, and A. Barthélémy, “*Schéma d’amplification d’impulsions femtosecondes dans une fibre multicœur par combinaison spectrale cohérente*”, JNOG 2012.
- C2. Ph. Rigaud, T. Mansuryan, G. Bouwmans, D. Labat, V. Kermene, Y. Quiquempois, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthélémy, “*Discrete spatial dispersion scheme for amplification and shaping of femtosecond pulses in a multicore fiber*”, CLEO/EUROPE - IQEC 2013.
- C3. Ph. Rigaud, T. Mansuryan, G. Bouwmans, D. Labat, V. Kermene, Y. Quiquempois, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthélémy, “*Amplification et synthèse d’impulsions femtosecondes dans 12 coeurs d’une fibre dopée Ytterbium par décomposition spectrale et recombinaison cohérente*”, Optique 2013.

## Autre communication orale

- C4. Ph. Rigaud, T. Mansuryan, G. Bouwmans, D. Labat, V. Kermene, Y. Quiquempois, A. Desfarges-Berthelemot, and A. Barthélémy, “*Amplification et synthèse d’impulsions femtosecondes dans 12 coeurs d’une fibre dopée Ytterbium par décomposition spectrale et recombinaison cohérente*”, Workshop Doctorants XLIM, 2013.



## **Poster**

Ph. Rigaud, G. Bouwmans, V. Kermene, L. Bigot, A. Desfarges-Berthelemot, D. Labat, T. Mansuryan, A. Le Rouge, et A. Barthélémy.

**“Division spectrale et combinaison cohérente pour la synthèse d’impulsions brèves”**  
Journées scientifiques « Autour du contrôle des ondes pour des applications en biologie »,  
Marseille, Octobre 2013.

## Références

- [1] J. Bouillet, Y. Zaouter, J. Limpert, S. Petit, Y. Mairesse, B. Fabre, J. Higuët, E. Mével, E. Constant, et E. Cormier, « High-order harmonic generation at a megahertz-level repetition rate directly driven by an ytterbium-doped-fiber chirped-pulse amplification system », *Opt. Lett.*, vol. 34, n° 9, p. 1489-1491, mai 2009.
- [2] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power », *Opt. Express*, vol. 19, n° 1, p. 255-260, janv. 2011.
- [3] T. Eidam, S. Hanf, E. Seise, T. V. Andersen, T. Gabler, C. Wirth, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Femtosecond fiber CPA system emitting 830 W average output power », *Opt. Lett.*, vol. 35, n° 2, p. 94-96, janv. 2010.
- [4] Y. Deng, C.-Y. Chien, B. G. Fidiric, et J. D. Kafka, « Generation of sub-50 fs pulses from a high-power Yb-doped fiber amplifier », *Opt. Lett.*, vol. 34, n° 22, p. 3469-3471, nov. 2009.
- [5] T. Eidam, C. Wirth, C. Jauregui, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers », *Opt. Express*, vol. 19, n° 14, p. 13218-13224, 2011.
- [6] I. P. Christov, « Amplification of femtosecond pulses in a spatially dispersive scheme », *Opt. Lett.*, vol. 17, n° 10, p. 742-744, mai 1992.
- [7] D. Gloge, « Weakly Guiding Fibers », *Appl. Opt.*, vol. 10, n° 10, p. 2252-2258, oct. 1971.
- [8] O. G. Okhotnikov, *Fiber Lasers*. John Wiley & Sons, 2012.
- [9] S. Hädrich, T. Schreiber, T. Pertsch, J. Limpert, T. Peschel, R. Eberhardt, et A. Tünnermann, « Thermo-optical behavior of rare-earth-doped low-NA fibers in high power operation », *Opt. Express*, vol. 14, n° 13, p. 6091-6097, juin 2006.
- [10] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges, « High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining », *Opt. Express*, vol. 20, n° 19, p. 21627-21634, 2012.
- [11] H. P. Uranus, « Theoretical study on the multimodeness of a commercial endlessly single-mode PCF », *Opt. Commun.*, vol. 283, n° 23, p. 4649-4654, déc. 2010.
- [12] F. Stutzki, F. Jansen, T. Eidam, A. Steinmetz, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 5, p. 689-691, mars 2011.
- [13] J. Limpert, F. Stutzki, F. Jansen, H.-J. Otto, T. Eidam, C. Jauregui, et A. Tünnermann, « Yb-doped large-pitch fibres: effective single-mode operation based on higher-order mode delocalisation », *Light Sci. Appl.*, vol. 1, n° 4, p. e8, avr. 2012.
- [14] E. Seise, A. Klenke, S. Breitkopf, M. Plötner, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Coherently combined fiber laser system delivering 120  $\mu$ J femtosecond pulses », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 4, p. 439-441, févr. 2011.
- [15] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, et F. Salin, « Extended single-mode photonic crystal fiber lasers », *Opt. Express*, vol. 14, n° 7, p. 2715-2720, avr. 2006.

- [16] L. Daniault, D. A. Gaponov, M. Hanna, S. Février, P. Roy, F. Druon, P. Georges, M. E. Likhachev, M. Y. Salganskii, et M. V. Yashkov, « High power femtosecond chirped pulse amplification in large mode area photonic bandgap Bragg fibers », *Appl. Phys. B*, vol. 103, n° 3, p. 615-621, juin 2011.
- [17] X.-H. Fang, M.-L. Hu, B.-W. Liu, L. Chai, C.-Y. Wang, et A. M. Zheltikov, « Generation of 150 MW, 110 fs pulses by phase-locked amplification in multicore photonic crystal fiber », *Opt. Lett.*, vol. 35, n° 14, p. 2326-2328, juill. 2010.
- [18] H.-J. Otto, A. Klenke, C. Jauregui, F. Stutzki, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Scaling the mode instability threshold with multicore fibers », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 9, p. 2680-2683, mai 2014.
- [19] P. Rigaud, V. Kermene, G. Bouwmans, L. Bigot, A. Desfarges-Berthelemot, D. Labat, A. Le Rouge, T. Mansuryan, et A. Barthélémy, « Spatially dispersive amplification in a 12-core fiber and femtosecond pulse synthesis by coherent spectral combining », *Opt. Express*, vol. 21, n° 11, p. 13555-13563, juin 2013.
- [20] T. Mansuryan, P. Rigaud, G. Bouwmans, V. Kermene, Y. Quiquempois, A. Desfarges-Berthelemot, P. Armand, J. Benoist, et A. Barthélémy, « Spatially dispersive scheme for transmission and synthesis of femtosecond pulses through a multicore fiber », *Opt. Express*, vol. 20, n° 22, p. 24769-24777, oct. 2012.
- [21] G. Agrawal, *Applications of nonlinear fiber optics*. Academic press, 2001.
- [22] E. A. Gibson, D. M. Gaudiosi, H. C. Kapteyn, R. Jimenez, S. Kane, R. Huff, C. Durfee, et J. Squier, « Efficient reflection gratings for pulse compression and dispersion compensation of femtosecond pulses », *Opt. Lett.*, vol. 31, n° 22, p. 3363-3365, nov. 2006.
- [23] M. J. F. Digonnet, *Rare-Earth-Doped Fiber Lasers and Amplifiers, Revised and Expanded*. CRC Press, 2002.
- [24] L. Daniault, *Combinaison cohérente d'amplificateurs à fibre en régime femtoseconde*. Paris 11, 2012.
- [25] D. N. Schimpf, T. Eidam, E. Seise, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Circular versus linear polarization in laser-amplifiers with Kerr-nonlinearity », *Opt. Express*, vol. 17, n° 21, p. 18774-18781, 2009.
- [26] C. Hazera, *NOPCPA ultracourt pompé par CPA fibré haute cadence*. Bordeaux 1, 2014.
- [27] D. Strickland et G. Mourou, « Compression of amplified chirped optical pulses », *Opt. Commun.*, vol. 55, n° 6, p. 447-449, oct. 1985.
- [28] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system », *Opt. Lett.*, vol. 32, n° 24, p. 3495-3497, déc. 2007.
- [29] A. Klenke, E. Seise, S. Demmler, J. Rothhardt, S. Bretkopf, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Coherently-combined two channel femtosecond fiber CPA system producing 3 mJ pulse energy », *Opt. Express*, vol. 19, n° 24, p. 24280-24285, nov. 2011.
- [30] F. Röser, D. Schimpf, O. Schmidt, B. Ortaç, K. Rademaker, J. Limpert, et A. Tünnermann, « 90 W average power 100  $\mu$ J energy femtosecond fiber chirped-pulse amplification system », *Opt. Lett.*, vol. 32, n° 15, p. 2230-2232, août 2007.
- [31] W. Zhao, X. Hu, et Y. Wang, « Femtosecond-Pulse Fiber Based Amplification Techniques and Their Applications », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 20, n° 5, p. 1-13, sept. 2014.

- 
- [32] C. Jocher, T. Eidam, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Sub 25 fs pulses from solid-core nonlinear compression stage at 250 W of average power », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 21, p. 4407-4409, nov. 2012.
- [33] D. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Self-phase modulation compensated by positive dispersion in chirped-pulse systems », *Opt. Express*, vol. 17, n° 7, p. 4997-5007, mars 2009.
- [34] S. Kane et J. Squier, « Grism-pair stretcher-compressor system for simultaneous second- and third-order dispersion compensation in chirped-pulse amplification », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, n° 3, p. 661-665, mars 1997.
- [35] P. Tournois, « Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems », *Opt. Commun.*, vol. 140, n° 4-6, p. 245-249, août 1997.
- [36] « Dazzler ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.fastlite.com/en/cat465015--Dazzler.html>.
- [37] S. Kane, R. Huff, J. Squier, E. Gibson, R. Jimenez, C. Durfee, F. Tortajada, H. Dinger, et B. Touzet, « Design and Fabrication of Efficient Reflection Grisms for Pulse Compression and Dispersion Compensation », in *Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science Conference and Photonic Applications Systems Technologies*, 2006, p. CThA5.
- [38] L. Kuznetsova, F. W. Wise, S. Kane, et J. Squier, « Chirped-pulse amplification near the gain-narrowing limit of Yb-doped fiber using a reflection grism compressor », *Appl. Phys. B*, vol. 88, n° 4, p. 515-518, sept. 2007.
- [39] A. Klenke, S. Breilkopf, M. Kienel, T. Gottschall, T. Eidam, S. Hädrich, J. Rothhardt, J. Limpert, et A. Tünnermann, « 530 W, 1.3 mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 13, p. 2283-2285, juill. 2013.
- [40] G. Cheriaux, *Influences des distorsions de phase sur le profil d'impulsions femtosecondes 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*. Paris 11, 1997.
- [41] A. Klenke, M. Kienel, T. Eidam, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Divided-pulse nonlinear compression », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 22, p. 4593-4596, nov. 2013.
- [42] F. Emaury, C. F. Dutin, C. J. Saraceno, M. Trant, O. H. Heckl, Y. Y. Wang, C. Schriber, F. Gerome, T. Südmeyer, F. Benabid, et U. Keller, « Beam delivery and pulse compression to sub-50 fs of a modelocked thin-disk laser in a gas-filled Kagome-type HC-PCF fiber », *Opt. Express*, vol. 21, n° 4, p. 4986, févr. 2013.
- [43] S. Bohman, A. Suda, T. Kanai, S. Yamaguchi, et K. Midorikawa, « Generation of 5.0 fs, 5.0 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression », *Opt. Lett.*, vol. 35, n° 11, p. 1887-1889, juin 2010.
- [44] F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges, « Energy scaling of a nonlinear compression setup using passive coherent combining », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 21, p. 4437, nov. 2013.
- [45] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, et J. D. Harvey, « Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, n° 26, p. 6010-6013, juin 2000.
- [46] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Aguergaray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, et E. Cormier, « Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers », *Opt. Lett.*, vol. 33, n° 2, p. 107-109, janv. 2008.

- [47] T. Y. Fan, « Laser beam combining for high-power, high-radiance sources », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 11, n° 3, p. 567–577, mai 2005.
- [48] G. A. Evans, N. W. Carlson, J. M. Hammer, M. Lurie, J. K. Butler, S. L. Palfrey, R. Amantea, L. A. Carr, F. Z. Hawrylo, E. A. James, C. J. Kaiser, J. B. Kirk, W. F. Reichert, S. R. Chinn, J. R. Shealy, et P. S. Zory, « Coherent, monolithic two-dimensional (10×10) laser arrays using grating surface emission », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 53, n° 22, p. 2123, 1988.
- [49] V. V. Vasil'tsov, V. S. Golubev, E. V. Zelenov, Y. A. Kurushin, et D. Y. Filimonov, « Using diffraction optics for formation of single-lobe far-field beam-intensity distribution in waveguide CO<sub>2</sub> laser synchronized arrays », 1993, vol. 2109, p. 122–128.
- [50] J. Anderegg, S. J. Brosnan, M. E. Weber, H. Komine, et M. G. Wickham, « 8-W coherently phased 4-element fiber array », 2003, vol. 4974, p. 1–6.
- [51] S. Menard, M. Vampouille, A. Desfarges-Berthelemot, V. Kermene, B. Colombeau, et C. Froehly, « Highly efficient phase locking of four diode pumped Nd:YAG laser beams », *Opt. Commun.*, vol. 160, n° 4–6, p. 344–353, févr. 1999.
- [52] « Coherent Laser Beam Combining par Arnaud Brignon: Wiley Vch Verlag Gmbh Sep 2013 9783527411504 Buch - Rheinberg-Buch ».
- [53] S. Zhou, F. W. Wise, et D. G. Ouzounov, « Divided-pulse amplification of ultrashort pulses », *Opt. Lett.*, vol. 32, n° 7, p. 871–873, 2007.
- [54] M. Kienel, M. Müller, S. Demmler, J. Rothhardt, A. Klenke, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Coherent beam combination of Yb:YAG single-crystal rod amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 11, p. 3278–3281, juin 2014.
- [55] E. Seise, A. Klenke, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Coherent addition of fiber-amplified ultrashort laser pulses », *Opt. Express*, vol. 18, n° 26, p. 27827–27835, déc. 2010.
- [56] L. Daniault, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, E. Mottay, D. Goular, P. Bourdon, F. Druon, et P. Georges, « Coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 5, p. 621–623, mars 2011.
- [57] L. Siiman, T. Zhou, W. Chang, et A. Galvanauskas, « Femtosecond pulses from coherently combined parallel chirped pulse fiber amplifiers », in *CLEO:2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, 2011, p. CMD2.
- [58] E. Seise, A. Klenke, S. Breitkopf, J. Limpert, et A. Tünnermann, « 88 W 0.5 mJ femtosecond laser pulses from two coherently combined fiber amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 19, p. 3858–3860, 2011.
- [59] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges, « Passive coherent beam combining of two femtosecond fiber chirped-pulse amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 20, p. 4023–4025, oct. 2011.
- [60] A. Klenke, E. Seise, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Basic considerations on coherent combining of ultrashort laser pulses », *Opt. Express*, vol. 19, n° 25, p. 25379–25387, 2011.
- [61] Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Hönninger, F. Druon, E. Mottay, et P. Georges, « Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 37, n° 9, p. 1460–1462, mai 2012.
- [62] L. A. Siiman, W. Chang, T. Zhou, et A. Galvanauskas, « Coherent femtosecond pulse combining of multiple parallel chirped pulse fiber amplifiers », *Opt. Express*, vol. 20, n° 16, p. 18097–18116, juill. 2012.
- [63] W.-Z. Chang, T. Zhou, L. Siiman, et A. Galvanauskas, « Femtosecond pulse spectral synthesis using coherently combined multi-channel fiber chirped pulse amplifiers », in *CLEO: Science and Innovations*, 2012, p. CW1D–4.

- 
- [64] W.-Z. Chang, T. Zhou, L. Siiman, et A. Galvanauskas, « Femtosecond pulse coherent combining and spectral synthesis using four parallel chirped pulse fiber amplifiers », in *Advanced Solid-State Photonics*, 2012, p. AM4A–25.
- [65] Y. Zaouter, F. Guichard, L. Daniault, M. Hanna, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges, « Femtosecond fiber chirped- and divided-pulse amplification system », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 2, p. 106–108, janv. 2013.
- [66] W. Chang, T. Zhou, L. A. Siiman, et A. Galvanauskas, « Femtosecond pulse spectral synthesis in coherently-spectrally combined multi-channel fiber chirped pulse amplifiers », *Opt. Express*, vol. 21, n° 3, p. 3897–3910, 2013.
- [67] M. Kienel, A. Klenke, T. Eidam, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Analysis of passively combined divided-pulse amplification as an energy-scaling concept », *Opt. Express*, vol. 21, n° 23, p. 29031–29042, nov. 2013.
- [68] F. Guichard, M. Hanna, L. Lombard, Y. Zaouter, C. Hönninger, F. Morin, F. Druon, E. Mottay, et P. Georges, « Two-channel pulse synthesis to overcome gain narrowing in femtosecond fiber amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 24, p. 5430–5433, déc. 2013.
- [69] S. Hädrich, A. Klenke, A. Hoffmann, T. Eidam, T. Gottschall, J. Rothhardt, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Nonlinear compression to sub-30-fs, 0.5–mJ pulses at 135–W of average power », *Opt. Lett.*, vol. 38, n° 19, p. 3866–3869, oct. 2013.
- [70] M. Kienel, A. Klenke, T. Eidam, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Energy scaling of femtosecond amplifiers using actively controlled divided-pulse amplification », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 4, p. 1049, févr. 2014.
- [71] A. Klenke, S. Hädrich, M. Kienel, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Coherent combination of spectrally broadened femtosecond pulses for nonlinear compression », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 12, p. 3520–3522, juin 2014.
- [72] F. Guichard, M. Hanna, Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, F. Druon, et P. Georges, « Analysis of Limitations in Divided-Pulse Nonlinear Compression and Amplification », *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 20, n° 5, p. 1–5, sept. 2014.
- [73] « IZEST - Projet ICAN ». Disponible sur: <http://www.izest.polytechnique.edu/izest-home/ican/overview/>.
- [74] F. Jeux, « Mise en phase de lasers à fibre par auto-organisation : nouvelle architecture pour la montée en nombre. », Disponible sur: <http://www.theses.fr/s92723>.
- [75] T. W. Hansch et B. Couillaud, « Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity », *Opt. Commun.*, vol. 35, n° 3, p. 441–444, 1980.
- [76] S. J. Augst, T. Y. Fan, et A. Sanchez, « Coherent beam combining and phase noise measurements of ytterbium fiber amplifiers », *Opt. Lett.*, vol. 29, n° 5, p. 474–476, mars 2004.
- [77] T. M. Shay, V. Benham, J. T. Baker, B. Ward, A. D. Sanchez, M. A. Culpepper, D. Pilkington, J. Spring, D. J. Nelson, et C. A. Lu, « First experimental demonstration of self-synchronous phase locking of an optical array », *Opt. Express*, vol. 14, n° 25, p. 12015–12021, déc. 2006.
- [78] C. P. Hauri, M. Bruck, W. Kornelis, J. Biegert, et U. Keller, « Generation of 14.8-fs pulses in a spatially dispersed amplifier », *Opt. Lett.*, vol. 29, n° 2, p. 201–203, janv. 2004.
- [79] N. B. Chichkov, U. Bünting, D. Wandt, U. Morgner, J. Neumann, et D. Kracht, « Spatially dispersive regenerative amplification of ultrashort laser pulses », *Opt. Express*, vol. 17, n° 26, p. 24075–24083, déc. 2009.
- [80] L. Chuang, L. Yu-Xin, Z. Chun-Mei, L. Xiao-Yan, L. Ru-Xin, et X. Zhi-Zhan, « An Ultra-Broadband Spatially Dispersed Regenerative Amplifier Free from Spatial Chirp », *Chin. Phys. Lett.*, vol. 25, n° 6, p. 2048, juin 2008.

- [81] R. K. Shelton, L.-S. Ma, H. C. Kapteyn, M. M. Murnane, J. L. Hall, et J. Ye, « Phase-Coherent Optical Pulse Synthesis from Separate Femtosecond Lasers », *Science*, vol. 293, n° 5533, p. 1286–1289, août 2001.
- [82] R. Banici et D. Ursescu, « Spectral combination of ultrashort laser pulses », *EPL Europhys. Lett.*, vol. 94, n° 4, p. 44002, mai 2011.
- [83] « Patent pending applications # WO 2012042141 (A1) FR 2964503 (A1) - Procédé et dispositif d'amplification d'un signal optique. » .
- [84] I. Hartl, A. Marcinkevicius, H. A. McKay, L. Dong, et M. E. Fermann, « Coherent Beam Combination Using Multi-Core Leakage-Channel Fibers », in *Advanced Solid-State Photonics*, 2009, p. TuA6.
- [85] S. Xiao et A. Weiner, « 2-D wavelength demultiplexer with potential for  $\geq 1000$  channels in the C-band », *Opt. Express*, vol. 12, n° 13, p. 2895–2902, juin 2004.
- [86] « [www.chiralphotonics.com](http://www.chiralphotonics.com) » .
- [87] W. N. MacPherson, M. J. Gander, R. McBride, J. D. C. Jones, P. M. Blanchard, J. G. Burnett, A. H. Greenaway, B. Mangan, T. A. Birks, J. C. Knight, et P. S. J. Russell, « Remotely addressed optical fibre curvature sensor using multicore photonic crystal fibre », *Opt. Commun.*, vol. 193, n° 1–6, p. 97–104, juin 2001.
- [88] C. J. Corcoran et F. Durville, « Passive phasing in a coherent laser array », *Sel. Top. Quantum Electron. IEEE J. Of*, vol. 15, n° 2, p. 294–300, 2009.
- [89] *Schéma de principe d'un miroir déformable.* .
- [90] « <http://www.bostonmicromachines.com/> » .
- [91] I. M. Vellekoop et A. P. Mosk, « Phase control algorithms for focusing light through turbid media », *Opt. Commun.*, vol. 281, n° 11, p. 3071–3080, juin 2008.
- [92] I. M. Vellekoop et A. P. Mosk, « Focusing coherent light through opaque strongly scattering media », *Opt. Lett.*, vol. 32, n° 16, p. 2309–2311, août 2007.
- [93] M. Takeda, H. Ina, et S. Kobayashi, « Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 72, n° 1, p. 156–160, janv. 1982.
- [94] C. Finot, *Similaritons dans les amplificateurs Raman à fibre optique*. Dijon, 2005.
- [95] J. R. Fienup, « Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform », *Opt. Lett.*, vol. 3, n° 1, p. 27–29, juill. 1978.
- [96] J. Peatross et A. Rundquist, « Temporal decorrelation of short laser pulses », *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 15, n° 1, p. 216–222, janv. 1998.
- [97] M. R. Armstrong, P. Plachta, E. A. Ponomarev, et R. J. D. Miller, « Versatile 7-fs optical parametric pulse generation and compression by use of adaptive optics », *Opt. Lett.*, vol. 26, n° 15, p. 1152–1154, août 2001.
- [98] H.-J. Otto, A. Klenke, C. Jauregui, F. Stutzki, J. Limpert, et A. Tünnermann, « Scaling the mode instability threshold with multicore fibers », *Opt. Lett.*, vol. 39, n° 9, p. 2680, mai 2014.
- [99] X. Fang, M. Hu, C. Xie, Y. Song, L. Chai, et C. Wang, « High pulse energy mode-locked multicore photonic crystal fiber laser », *Opt. Lett.*, vol. 36, n° 6, p. 1005–1007, mars 2011.
- [100] X. Romain, « Rapport de stage - Laser à amplification parallèle et combinaison spectrale ». juill-2014.
- [101] B. E. Schmidt, N. Thiré, M. Boivin, A. Laramée, F. Poitras, G. Lebrun, T. Ozaki, H. Ibrahim, et F. Légaré, « Frequency domain optical parametric amplification », *Nat. Commun.*, vol. 5, mai 2014.





## Résumé :

Les impulsions femtosecondes (fs) sont employées pour réaliser des interactions lumière matière athermiques intéressant aussi bien les mondes industriel, médical que scientifique. Des lasers avec toujours plus de puissance crête ( $P_c$ ) à des cadences toujours plus élevées sont requis. Les sources à fibre dopée ytterbium ont pour cela un potentiel important. Or, la durée des impulsions amplifiées demeure élevée ( $\sim 300$  fs) en raison du rétrécissement du spectre amplifié pour de forts niveaux de gain, limitant la valeur de  $P_c$  accessible. L'amplification avec division spectrale à travers un réseau d'amplificateurs fibrés et la synthèse d'impulsions fs par recombinaison spectrale cohérente est proposée comme solution. Les composantes spectrales sont amplifiées séparément en parallèle avant d'être réassemblées en un seul faisceau. La gestion des relations de phase entre les rayonnements issus des voies assurent la reconstruction de l'impulsion après amplification. Différentes architectures sont considérées. Après avoir choisi et dimensionné l'une d'entre elles, nous avons réalisé l'amplification et la synthèse d'impulsions de 280 fs à travers 12 guides non couplés d'une fibre multicœur, sans étireur/compresseur. Nous avons mis en évidence le gain en puissance de cette architecture par rapport à un amplificateur monovoie, proportionnel au carré du nombre de voies mises en jeu. La compatibilité de ce montage avec l'amplification d'impulsions large bande ( $\approx 40$  nm) a été prouvée. En perspective, les performances énergétiques accessibles et la transposition du schéma d'amplification aux oscillateurs en vue de produire des impulsions fs large bande à haute énergie sont discutées.

Mots clés : Femtoseconde, Amplification, Fibre multicœur, Combinaison cohérente spectrale.

## **Multichannel fiber amplification with spectral splitting for femtosecond pulse synthesis**

### Abstract :

Femtosecond pulses (fs) are used to produce no thermal light matter interactions which are interesting for industrial, medical, or scientific activities. Lasers producing higher peak power at a higher repetition rate are required. Ytterbium doped fiber sources are good candidates. However, pulse duration is still high ( $\sim 300$  fs) owing to spectral narrowing at high gain levels. Peak power is also limited. Amplification in an array of amplifiers with spectral splitting and fs pulse synthesis by coherent spectral combining is proposed as a solution. Spectral components are separately amplified before to coherently recombine the amplifier outputs in a single beam. Phase management of the radiations from different amplifiers leads to short pulse synthesis. Different setups are considered. After the choice and the gauging of one of them, we amplified and synthesized 280 fs pulses through 12 uncoupled cores of a multicore fiber, without stretcher/compressor devices. We demonstrated the power enhancement of this setup compared to a single amplifier, proportional to the square of the number of amplifier used. Compatibility of the setup with broadband amplification ( $\approx 40$  nm) was demonstrated. In prospects, performance scaling in terms of peak power are in a first time developed. The conception of an oscillator based of this amplification scheme to produce fs broadband and energetic pulses is proposed in a second time.

Keywords : Femtosecond, Amplification, Multicore fiber, Coherent spectral combining.