



**HAL**  
open science

# Developpement d'une source laser femtoseconde de quelques cycles optiques pour la generation d'harmoniques sur cible solide

Alexandre Trisorio

► **To cite this version:**

Alexandre Trisorio. Developpement d'une source laser femtoseconde de quelques cycles optiques pour la generation d'harmoniques sur cible solide. Optique [physics.optics]. Ecole Polytechnique X, 2008. Français. NNT: . pastel-00522561

**HAL Id: pastel-00522561**

**<https://pastel.hal.science/pastel-00522561>**

Submitted on 1 Oct 2010

**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.



# Développement d'une source laser femtoseconde de quelques cycles optiques pour la génération d'harmoniques sur cible solide

Thèse présentée par **Alexandre Trisorio**  
Pour l'obtention du grade de **Docteur de l'Université Paris Sud**  
Spécialité : Physique

Thèse soutenue le 18 décembre 2008 devant la commission d'examen composée de :

Gérard Mourou	Directeur de thèse
Rodrigo Lopez-Martens	Codirecteur de thèse
Patrick Georges	Président du jury
Olivier Uteza	Rapporteur
Eric Cormier	Rapporteur
Charles Durfee	Examineur



**A mon père, ma mère, Maximilien et Stéphane,**

**A Yvonne Vallard.**



## Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Gérard Mourou, directeur du Laboratoire d'Optique Appliquée pour m'avoir accueilli au sein de son laboratoire et pour avoir accepté de diriger mes travaux de thèse.

Merci à Rodrigo Lopez-Martens, chef du groupe de Physique du Cycle Optique, pour avoir accepté de codiriger cette thèse. Outre l'encadrement de mes travaux, il m'a fait entière confiance tout au long de ces trois années et m'a laissé une grande liberté pour l'orientation et l'organisation de mon travail. Il m'a également permis de découvrir le monde scientifique autrement que par les seules publications scientifiques.

Je tiens également à exprimer toute ma gratitude envers Eric Cormier, Charles Durfee, Patrick Georges et Olivier Uteza, pour avoir examiné mes travaux avec professionnalisme et pour avoir accepté de faire partie du jury.

Je n'oublie pas tous les membres du groupe de Physique du Cycle Optique, les électrons liés et les libres, qui ont contribué par leur aide précieuse, leur expérience et aussi parfois leur patience à faire que mes travaux aient aboutis.

Enfin, merci à tout le personnel du laboratoire : administratifs, mécaniciens, scientifiques ou techniciens que j'ai côtoyés et sollicités durant ces trois années. Leur disponibilité, leur compétence et leur aide ont bien entendu contribué à faire que mon travail se passe dans les meilleures conditions. Je tiens aussi à souligner la grande gentillesse de toutes ces personnes.

Parmi tout ce temps passé en salle de manips, au café, à la mécanique et dans les couloirs, certains événements m'ont particulièrement marqués, en voici un petit florilège, j'espère que les nominés s'y reconnaîtront avec le sourire.

La Sala Azzura, ma première salle de manips... Sous la haute autorité de Michele Merano, Italien certifié conforme, dont la gentillesse et la patience n'ont d'égales que le diamètre de ses verres de lunettes ! Combien d'heures passées à essayer de faire modelocker un vieil oscillateur sorti du placard... Nous n'y serions sûrement pas arrivés sans l'aide de Guy Hamoniaux et Armino Dos Santos, ingénieurs de grande expérience, qui nous ont prodigués leurs conseils éclairés et fait partager leur conviction profonde : "Les lasers, c'est comme les femmes : des heures à les caresser pour quelques minutes de plaisir...", à méditer... Une salle de manips donc, le dernier endroit où l'on penserait installer une machine à café... et pourtant, une petite bande d'irréductibles scientifiques ont choisi cette option. C'est comme cela qu'un beau jour j'ai connu *Ciro D'Amico* (hé oui encore un Italien) qui, tranquillement s'est étonné de trouver deux collègues affairés à la table optique, contrariant du même coup ses rêves de café bien serré ; merci donc *Ciro* d'être passé par là ce jour là, ce fût le début d'une belle amitié ! Il y a aussi ma passion pour le filament, le chocolat *Frey* et les biscuits *Blévita* (oups, il ne faut pas citer de marques) et aussi le *Zottel* (qualité Suisse). Merci donc à *Christoph Hauri*, pour avoir accompagné mes premiers pas dans le monde scientifique avec patience, bienveillance et professionnalisme. Le chocolat Suisse et les biscuits pour maintenir le moral des troupes durant les longues nuits en manips ont été appréciés

autant que les discussions scientifiques ! Il faut aussi mentionner le bureau le plus couru des doctorants (il faut prendre un ticket parfois, si, si...), c'est celui de Fatima Alahyane, toujours souriante et qui sait trouver le câble dont vous rêviez pour connecter votre PC à presque n'importe quel instrument ou tout simplement pour discuter un peu lors des grands moments de solitude... Merci Fatima ! Il ne faut pas oublier la Cellule, petit territoire (presque) indépendant où en plus de pouvoir trouver la compétence d'ingénieurs reconnus qui vous dessinent des montures pour prismes hors normes, on peut aller visionner les matchs de la coupe du monde de football sur écran géant dans la joie et la bonne humeur : merci les gars avec mention spéciale pour Gregory Iaquaniello pour le super travail pour les montures du compresseur à prismes ! La mécanique... haut lieu où opèrent Jean-Lou Charles et Mickael Martinez, nos deux mécaniciens hors pair qui réalisent devant vous, ce que vous, avec tous vos diplômes, êtes bien incapable de faire, merci à tous les deux pour votre bonne humeur et votre talent ! Enfin je tiens à remercier l'ENSTA pour avoir organisé le couscous de juin 2008 qui m'a permis non seulement de tester l'inefficacité de l'infirmerie de l'école polytechnique, mais surtout de visiter le service d'urgence de l'hôpital d'Orsay en VIP : inoubliable ! Il y aurait tant à dire encore, mais ce serait trop long...

Je tiens à exprimer toute ma gratitude à Xiaowei Chen, Andreas Assion, Zhao Cheng, Aurélie Jullien, Brigitte Mercier, Jean-Philippe Rousseau, Laura Antonucci, Gilles Chériaux, Gilles Rey, Selcuk Akturc, Aurélien Houard, Guy Hamoniaux, Armindo Dos Santos, Olivier Albert, Amar Tafzi, Lorenzo Canova, Denis Douillet, Marc Louzir, Michel Franco, Bernard Prade, Thierry Lefrou, Valeria Nuzzo, Evangelos Papalazarou, Jean-Lou Charles, Mickael Martinez et Alain Paris pour leur collaboration et leur gentillesse.

Un grand merci à tous mes amis du labo : Michele, Christoph, Ciro, Friederike, Fatima, Evangelos et Valeria. Les dîners et soirées parfois (trop) arrosés ainsi que les sorties dans la "nightlife" parisienne resteront d'excellents moments qui ont contribué à donner des couleurs à ma vie à Orsay.

Une mention toute particulière à Yann Muzellec, petit Breton parachuté à Orsay. Merci gars pour avoir changé le quotidien, pour les discussions scientifiques, pour les moments de rigolade, le soutien psychologique et les bons repas, c'était vraiment super !! Mention aussi à toute l'équipe du magistère de Physique d'Orsay : Léa, Stéphane, Gaëtano et Alexis, une belle bande de boute-en-train dont j'ai apprécié la compagnie !

Enfin il me reste à remercier ma chère famille : papa, maman, Maximilien et Stéphane. Je vous suis infiniment reconnaissant de m'avoir soutenu, écouté, encouragé et supporté tout au long de ces années. Plus que tous les remerciements, je vous dédie cette thèse, sans vous, je n'en serais pas arrivé là.

Bonne lecture,

Alexandre

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>12</b>
<b>I Impulsions ultra-brèves, génération et caractérisation</b>	<b>18</b>
<b>1 Introduction aux caractéristiques temporelles et fréquentielles d'impulsions femtosecondes</b>	<b>19</b>
1.1 Introduction . . . . .	20
1.2 Notions sur les impulsions lumineuses ultra-brèves . . . . .	20
1.3 Phase spectrale de l'impulsion . . . . .	22
1.3.1 Dispersion du temps de groupe . . . . .	22
1.3.2 Phase spectrale d'ordres supérieurs . . . . .	23
1.4 Définition du contraste temporel . . . . .	23
1.5 CEP d'une impulsion laser ultra-brève et sa stabilisation . . . . .	25
1.5.1 Stabilisation des impulsions issues de l'oscillateur . . . . .	25
1.5.2 Description générale du système de stabilisation . . . . .	31
1.6 Conclusion . . . . .	32
<b>2 La technique d'amplification à dérive de fréquence</b>	<b>35</b>
2.1 Introduction . . . . .	36
2.2 Oscillateur femtoseconde . . . . .	37
2.3 Etirement et compression . . . . .	38
2.3.1 Phase spectrale introduite par un matériau . . . . .	38
2.3.2 Etireur et compresseur à réseaux . . . . .	39

2.3.3	Ligne à prismes . . . . .	40
2.3.4	Miroirs chirpés . . . . .	41
2.3.5	Filtre Acousto-Optique Dispersif Programmable . . . . .	42
<b>3</b>	<b>Caractérisation temporelle d'impulsions femtosecondes</b>	<b>47</b>
3.1	Introduction . . . . .	48
3.2	Autocorrélateur du second ordre . . . . .	48
3.2.1	Autocorrélation interférométrique . . . . .	49
3.3	La technique SPIDER . . . . .	51
3.4	La technique FROG . . . . .	54
3.5	Corrélateur du troisième ordre à grande dynamique . . . . .	55
3.6	Conclusion . . . . .	57
<b>II</b>	<b>Développement d'un laser CPA multi-mJ, sub-25 fs à 1 kHz</b>	<b>60</b>
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>61</b>
<b>2</b>	<b>Développement d'une source CPA 24 fs, 1,26 mJ à 1 kHz, stabilisée en phase</b>	<b>63</b>
2.1	Introduction . . . . .	64
2.2	Le système commercial stabilisé en CEP . . . . .	64
2.2.1	Oscillateur stabilisé en CEP . . . . .	64
2.2.2	Amplificateur multipassages . . . . .	66
2.2.3	Caractéristiques temporelles des impulsions . . . . .	69
2.2.4	Stabilisation de la CEP . . . . .	73
2.3	Amélioration des performances du système commercial . . . . .	74
2.3.1	Compresseur hybride . . . . .	74
2.3.2	Source 24 fs - 1,26 mJ à 1 kHz, stabilisée en CEP . . . . .	77
2.3.3	Stabilisation de la CEP . . . . .	80
2.4	Conclusion . . . . .	80

<b>3</b>	<b>Développement d'une source CPA 22 fs, 4 mJ à 1 kHz</b>	<b>83</b>
3.1	Introduction . . . . .	85
3.2	Second étage d'amplification : modélisation et résultats expérimentaux . . . . .	85
3.2.1	Modélisation de l'amplification à l'aide du modèle de Frantz-Nodvik . . . . .	85
3.2.2	Modélisation de l'amplificateur multipassages . . . . .	88
3.3	Développement du second étage d'amplification . . . . .	92
3.3.1	Architecture de l'amplificateur . . . . .	92
3.3.2	Comparaison entre les résultats théoriques et les valeurs expérimentales . . . . .	93
3.3.3	Evolution des profils de faisceaux . . . . .	95
3.4	Compression de l'impulsion amplifiée . . . . .	98
3.4.1	Gestion de la dispersion dans la chaîne . . . . .	98
3.4.2	Modélisation de la ligne à prismes . . . . .	100
3.4.3	Mise en place du compresseur hybride . . . . .	102
3.4.4	Caractéristiques temporelles de l'impulsion . . . . .	106
3.4.5	Caractéristiques spatiales du faisceau . . . . .	107
3.5	Optimisation de la compression temporelle à l'aide du Dazzlerscope . . . . .	108
3.5.1	Principe de la mesure . . . . .	108
3.5.2	Résultats expérimentaux . . . . .	112
3.6	Conclusion . . . . .	115
<b>III</b>	<b>Génération d'impulsions de quelques cycles optiques</b>	<b>119</b>
<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>120</b>
<b>2</b>	<b>Technique de la fibre creuse</b>	<b>122</b>
2.1	Principe de la technique . . . . .	123
2.1.1	Modes de propagation et pertes dans une fibre creuse . . . . .	123
2.1.2	Propagation non linéaire dans la fibre creuse . . . . .	125

2.2	Génération d'impulsion de 8 fs, 400 $\mu$ J à 10 Hz . . . . .	125
2.2.1	Dispositif expérimental . . . . .	125
2.2.2	Evolution du spectre . . . . .	126
2.2.3	Caractérisation temporelle et spatiale des impulsions . . . . .	128
2.3	Génération d'impulsion de 5 fs, 860 $\mu$ J à 1 kHz . . . . .	130
2.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	130
2.3.2	Evolution du spectre . . . . .	131
2.3.3	Caractérisation temporelle des impulsions . . . . .	131
2.3.4	Utilisation d'une polarisation circulaire . . . . .	133
2.4	Conclusion et perspectives . . . . .	134
<b>3</b>	<b>Auto-compression d'impulsions générées par filamentation</b>	<b>139</b>
3.1	Approche phénoménologique de la filamentation . . . . .	140
3.2	Modélisation de la filamentation . . . . .	142
3.3	Auto-compression d'impulsions de 10 fs, 360 $\mu$ J à 1 kHz . . . . .	144
3.3.1	Optimisation de la filamentation . . . . .	144
3.3.2	Dispositif expérimental . . . . .	149
3.3.3	Caractérisation des impulsions . . . . .	150
3.3.4	Conclusion . . . . .	152
<b>4</b>	<b>Contrôle de la multi-filamentation</b>	<b>157</b>
4.1	Introduction et état de l'art . . . . .	158
4.2	Influence de la polarisation sur la filamentation . . . . .	160
4.2.1	Description du montage expérimental . . . . .	160
4.2.2	Organisation spatiale des filaments . . . . .	161
4.2.3	Stabilité du pointé des faisceaux . . . . .	163
4.2.4	Caractéristiques des impulsions issues des filaments . . . . .	164
4.3	Contrôle de la multi-filamentation à l'aide d'un miroir déformable . . . . .	165

4.3.1	Définition du front d'onde aberrant et quantification des aberrations . . . . .	165
4.3.2	Description du montage expérimental . . . . .	168
4.3.3	Résultats expérimentaux . . . . .	169
4.4	Conclusion . . . . .	172
<b>Conclusion et perspectives</b>		<b>177</b>
A	Calcul du gain petit signal 1D	183
B	Théorème permettant le calcul de chemin optique pour une paire de prismes	186
C	Phase spectrale et dispersion de vitesse de groupe introduite par un compresseur à prismes	187

# Introduction

Depuis le premier laser à rubis développé par Theodore H. Maiman en 1960 [1], la technologie des lasers a connu d'énormes progrès durant les 40 dernières années. Ces avancées ont permis aux scientifiques de disposer à l'heure actuelle de sources laser délivrant des impulsions lumineuses dont la durée est de quelques dizaines de femtosecondes ( $1 \text{ fs} = 10^{-15}$  seconde), dont l'énergie peut valoir jusqu'à quelques joules et ce avec un taux de répétition variant entre 10 Hz et quelques kHz. Ces sources dont l'intensité peut atteindre  $10^{20} \text{ W.cm}^{-2}$  sont un formidable outil de recherche pour les scientifiques. Pour développer de telles sources, il a fallu d'une part disposer d'un matériau amplificateur performant et d'autre part développer une méthode d'amplification des impulsions qui ne conduise pas au dépassement du seuil de dommage des matériaux amplificateurs et des optiques utilisés dans la chaîne d'amplification. Le saphir dopé titane (Ti : Sa) [2] s'est imposé comme l'un des meilleurs matériaux amplificateurs à 800 nm. Ses qualités sont nombreuses : seuil de dommage et fluence de saturation élevés, excellente conductivité thermique et un gain spectral très large (entre 650 et 1100 nm). Les caractéristiques exceptionnelles de ce matériau permettent l'amplification d'impulsions très brèves à haute énergie et à des taux de répétition élevés. Une autre étape essentielle a été l'introduction en 1985 par D. Strickland et G. Mourou de la technique d'amplification à dérive de fréquence (communément appelée **Chirped Pulse Amplification** en anglais) [3, 4]. Elle a permis de pallier aux problèmes liés à l'amplification directe d'impulsions courtes à haute énergie. La plupart des systèmes laser impulsionnels haute intensité utilisent cette technique. Aujourd'hui, des puissances crêtes de plusieurs centaines de Térawatt ( $1 \text{ TW} = 10^{12} \text{ W}$ ) peuvent être atteintes avec des systèmes relativement compacts [5].

Malgré les progrès incontestables obtenus avec l'association de la technique CPA et l'utilisation du saphir dopé au titane comme matériau amplificateur, les durées les plus courtes obtenues à ce jour grâce à cette technologie sont de l'ordre de 15 fs [6, 7, 8, 9, 10]. Cette limitation de la durée est principalement due à la largeur finie de la bande spectrale de gain du saphir dopé titane conduisant à un rétrécissement spectral de l'impulsion amplifiée et donc à une augmentation de sa durée minimale. Afin de diminuer encore la durée des impulsions et d'obtenir des impulsions de quelques cycles optiques seulement (1 cycle optique est égal à environ 2,6 fs à 800 nm), différentes techniques utilisant des effets non linéaires ont été développées : technique de la fibre creuse [11, 12, 13, 14], de la filamentation [15, 16, 17] ou encore OPCPA [18, 19].

L'activité scientifique au Laboratoire d'Optique Appliquée s'oriente autour du développement de ces sources ultra-brèves et ultra-intenses ainsi qu'à leur application pour la recherche dans de nombreux domaines de l'interaction laser-matière. En effet, ces sources lumineuses sont un instrument de choix per-

mettant de nombreuses expériences dans le domaine de la physique des champs intenses : accélération de particules (électrons, protons) [20, 21], réalisation de sources X et gamma [22], étude résolue en temps de phénomènes ultra-rapides en biologie ou en chimie [23]. On peut également citer la génération d'harmoniques d'ordre élevés dans les gaz [24, 25] ou dans les plasmas surdenses (cible solide) [26]. La production et la mise en phase de ces harmoniques ouvre quand à elle la voie à la génération d'impulsions attosecondes ( $1 \text{ as} = 10^{-18}$  seconde) qui permettront de sonder des phénomènes très rapides tels que la dynamique des électrons autour de leur noyau.

C'est sur cette dernière thématique que s'articule l'activité du groupe de Physique du Cycle Optique. En effet, des travaux théoriques ont montré que la génération d'impulsions lumineuses attosecondes en régime relativiste était réalisable et ce, avec une efficacité du processus sans précédent (environ  $10^{-3}$ - $10^{-4}$ ) [29]. Il est maintenant possible d'obtenir des intensités relativistes ( $\geq 10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ ) avec des lasers kHz délivrant des impulsions de quelques cycles optiques (de durée inférieure à 10 fs à 800 nm). Un régime d'interaction particulier, dénommé régime  $\lambda^3$  a également été mis en évidence théoriquement [27]. Dans ce régime, les impulsions de quelques cycles optiques sont focalisées sur des taches focales de l'ordre de la longueur d'onde du laser. Toute l'énergie laser est alors contenue dans un volume focal de l'ordre de la longueur d'onde élevée au cube. Des harmoniques d'ordres élevés sont alors générées par interaction avec un plasma surdense. L'efficacité du processus peut atteindre  $10^{-1}$ . Afin de réaliser ces expériences, il est nécessaire de disposer d'une source laser délivrant des impulsions de quelques cycles optiques seulement et dont l'énergie est supérieure à 1 mJ. Le taux de répétition de 1 kHz permet de faciliter la détection et la caractérisation des harmoniques générées. A ces exigences s'ajoutent deux contraintes majeures. La première porte sur le contraste temporel de l'impulsion : il doit être de 10 ordres de grandeurs au moins afin d'éviter une ionisation non souhaitable de la cible solide. La seconde porte sur la stabilisation de l'offset de phase du champ électrique de l'impulsion par rapport à son enveloppe (ou CEP pour Carrier Enveloppe Phase en anglais) [28]. En effet, pour des durées d'impulsions de quelques cycles seulement, le processus de génération d'harmoniques d'ordre élevé devient sensible à ce paramètre [29].

Ce travail de thèse s'intègre dans cet objectif de développement et de caractérisation d'une source laser ultra-brève, ultra-intense, à haut contraste, à CEP stabilisée et dédiée à la génération d'harmoniques en régime relativiste. Le manuscrit se compose de trois parties.

La première partie présente les notions utiles sur les impulsions ultra-brèves. Le premier chapitre donne les bases théoriques nécessaires à la description de ces impulsions tant dans le domaine temporel que dans le domaine spectral. Il définit également la notion de d'offset de phase pour une impulsion lumineuse de quelques cycles optiques et présente la technique de stabilisation de cette dernière. Le second chapitre décrit le principe de la technique d'amplification à dérive de fréquence ainsi que les solutions techniques permettant la gestion de la phase spectrale de l'impulsion amplifiée afin d'effectuer sa compression temporelle. Enfin, le dernier chapitre donne un aperçu des différents instruments permettant de caractériser la qualité du profil temporel d'une impulsion femtoseconde.

La seconde partie s'articule autour du développement de la chaîne laser CPA en salle noire. Le premier chapitre décrit d'abord les caractéristiques techniques et les performances de la source commerciale CPA achetée auprès de la société FemtoLasers GmbH. Il présente également le principe et la validation expérimentale d'un système de compression hybride constitué d'une ligne à prismes et de miroirs

chirpés. Ce dispositif de compression a permis d'améliorer significativement les performances de la chaîne commerciale en terme de puissance crête des impulsions délivrées tout en conservant la stabilisation de la CEP du système. Le second chapitre détaille le développement et la caractérisation de la source laser CPA haute énergie développée en salle noire. Cette chaîne délivre des impulsions de durée 22 fs, d'énergie 4 mJ avec un taux de répétition de 1 kHz et dont le contraste est supérieur à  $10^6$  à 3 picosecondes. La modélisation et la réalisation expérimentale du second étage d'amplification ainsi que du dispositif de compression hybride y sont détaillées. Une caractérisation et une optimisation aussi complète que possible du profil temporel des impulsions issues de la chaîne a été réalisée.

La troisième partie traite de la génération et de la caractérisation d'impulsions de quelques cycles optiques seulement à l'aide de techniques non linéaires. Le premier chapitre expose le principe de la technique de la fibre creuse permettant la génération d'impulsions sub-10 fs. Il présente ensuite les résultats expérimentaux obtenus en salle bleue (à une cadence de 10 Hz) et en salle noire (à une cadence de 1 kHz). Le second chapitre présente les travaux effectués sur l'auto-compression d'impulsions grâce à la technique de la filamentation, technique alternative à celle de la fibre creuse. Enfin le troisième chapitre présente deux nouvelles méthodes permettant d'influencer le phénomène de multi-filamentation de façon à le rendre déterministe. La première méthode est basée sur le contrôle de la polarisation de l'impulsion laser initiant la filamentation. La seconde sur la mise en forme du front d'onde du faisceau laser initial à l'aide d'un miroir déformable. Ces techniques peuvent ouvrir la voie à une source laser ultra-brève multi-faisceaux.

Enfin une conclusion sur l'ensemble des travaux et quelques perspectives de travail pour les mois futurs sont exposées.

# Bibliographie

- [1] Maiman T. H., "Stimulated optical radiation in ruby", **Nature**, Vol. 187, p 493-494 (1960).
- [2] Moulton P. F., "Spectroscopic and laser characteristics of Ti :Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 3 No.1, p 125-132 (1986).
- [3] Strickland D., Mourou G., "Compression of amplified chirped optical pulses", **Opt. Com.** Vol. 56, p 219 (1985).
- [4] Maine P., Strickland D., Bado P., Pessot M. and Mourou G., "Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification", **IEEE Journ. of Quant. Elect.** Vol. 24, p 398 (1988).
- [5] Plé F., Pittman M., Jamelot G. and Chambaret J-P., "Design and demonstration of a high-energy booster amplifier for a high-repetition rate petawatt class laser system", **Optics Letters** Vol. 32 No. 3, p238-241 (2007).
- [6] Cheng Z., Krausz F. and Spielmann Ch., "Compression of 2 mJ kilohertz laser pulse to 17.5 fs by pairing double-prism compressor : analysis and performance", **Optics Com.** Vol. 201, p 145-155 (2002).
- [7] Hauri C. P., Bruck M., Kornelis W., Biegert J. and Keller U., "Generation of 14.8-fs pulses in a spatially dispersed amplifier", **Optics Letters** Vol. 29 No.2, p 201-203 (2004).
- [8] Yamakawa K., Aoyama M., Matsuoka S., Takuma H., Barty C. P. J., and Fittinghoff D., "Generation of 16-fs, 10-TW pulses at a 10-Hz repetition rate with efficient Ti :sapphire amplifiers", **Optics Letters**, Vol. 23 No. 7, p 525-528 (1998). (1998).
- [9] Zeek E., Bartels R., Murnane M. M., Kapteyn H. C., Backus S., and Vdovin G., "Adaptive pulse compression for transform-limited 15-fs high-energy pulse generation", **Optics Letters**, Vol. 25 No. 8, p 587-590 (2000).

- [10] Verluise F., Laude V., Chen Z., Spielmann Ch., and Tournois P., "Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shaping", **Optics Letters**, Vol. 25 No. 8, p 575-578 (2000).
- [11] Nisoli M., De Silvestri S. and Svelto O., "Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique", **Appl. Phys. Lett.** Vol. 68 No.20, p 2793-2796 (1996).
- [12] Sartania S., Cheng Z., Lenzner M., Tempea G., Spielmann Ch., Krausz F., and Ferencz K., "Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate", **Optics Letters**, Vol.22, p. 1562-1564 (1997).
- [13] Nisoli M., Stagira S., De Silvestri S., Svelto O., Sartania S., Cheng Z., Tempea G., Spielmann Ch. and Krausz F., "Toward a Terawatt-Scale Sub-10-fs Laser Technology", **IEEE Journ. of Quant. Elect.** Vol. 4 No. 2, p 414-420 (1998).
- [14] Sung J. H., Park J. Y., Imran T., Lee Y. S. and Nam C. H., "Generation of 0.2-TW5.5-fs optical pulses at 1 kHz using a differentially pumped hollow-fiber chirped-mirror compressor", **Appl. Phys. B** Vol. 82, p 5-8 (2006).
- [15] Hauri C. P., Kornelis W., Helbing F. W., Heinrich A., Couairon A., Mysyrowicz A., Biegert J. and Keller U., "Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation", **Appl. Phys. B** Vol.79, p 673-677 (2004).
- [16] Steinmeyer G., Stibenz G., "Generation of sub-4-fs pulses via compression of a white-light continuum using only chirped mirrors", **Appl. phys. B**, Vol. 82, p 175-181 (2006).
- [17] Hauri C. P., Trisorio A., Merano M., Rey G., Lopez-Martens R. B., and Mourou G., "Generation of high-fidelity, down-chirped sub-10 fs mJ pulses through filamentation for driving relativistic laser-matter interactions at 1 kHz", **Appl. Phys. Lett.** Vol.89, 151125 (2006).
- [18] S. Adachi, H. Ishii, T. Kanai, N. Ishii, A. Kosuge and S. Watanabe, "1.5 mJ, 6.4 fs parametric chirped-pulse amplification system at 1 kHz", **Optics Letters**, Vol. 32 No. 17, p 2487-2490 (2007).
- [19] Renault A., Kandula D. Z., Witte S., Wolf A. L., Zinkstok R. Th., Hogervorst W., and Eikema K. S. E., "Phase stability of terawatt-class ultrabroadband parametric amplification", **Optics Letters**, Vol. 32 No. 16, p 2363-2366 (2007).

- [20] Faure J., Rechatin C., Norlin A., Lifschitz A., Glinec Y., Malka V., "Controlled injection and acceleration of electrons in plasma wakefields by colliding laser pulses", **Nature**, 444, 05393 (2006).
- [21] Malka V., Guemnie-Tafo A., Ewald F., Faure J., Fritzler S., D'Humières S., Lefebvre E., Manclossi M., Batani D., "Production of energetic proton beams with lasers", **Rev. of Sci. Inst.**, Vol. 77 No. 3 (2006).
- [22] Ta Phuoc K., Rousse A., Notebaert L., Pittman M., Rousseau J. P., Malka V., Fritzler S. and Hulin D., "X-Ray Radiation from Nonlinear Thomson Scattering of an Intense Femtosecond Laser on Relativistic Electrons in a Helium Plasma", **Phys. Rev. Lett.** Vol. 19 No. 91, 195001- 4 (2003)
- [23] Zewail A. H., "Lasers femtochemistry", **Science**, 242, p 1645-1653 (1988).
- [24] McPherson A., Gibson G., Jara H., Johann U., Luk T. S., McIntyre I. A., Boyer K., Rhodes C. K., *et al.*, "Studies of multiphoton production of vacuum ultraviolet-radiation in the rare gases", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 4 No.4, p595-601 (1987).
- [25] Paul P. M., Toma E. S., Breger P., Mullot G., Augé F., Balcou Ph., Muller H. G., and Agostini P., "Observation of a Train of Attosecond Pulses from High Harmonic Generation", **Science** Vol. 292, p 1689-1692 (2001).
- [26] Thaury C., Quéré F. Geindre J-P., Levy A., Ceccotti T, Monot P., Bougeard M., Réau F., D'Olivera P., Audebert P., Merjoribanks R., and Martin Ph., "Plasmasmirrors for ultrahigh-intensity optics", **Nature Physics** Vol. 3, p 424 - 429 (2007).
- [27] Naumova N. M., Nees J. A., Sokolov I. V., Hou B., and Mourou G., "Relativistic Generation of Isolated Attosecond Pulses in a  $\lambda^3$  Focal Volume", **Phys. Rev. Lett.** 96, 063902 (2004).
- [28] Cundiff S. T., "Phase stabilization of ultrashort optical pulses", **J. Phys. D** Vol. 35 No. R43, (2002).
- [29] Tsakiris G. D., Eidmann K., Meyer-ter-Vehn J. and Krausz F., "Route to intense single attosecond pulses", **New. Journ. of Phys.** Vol. 8, No. 19 (2006).

## **Première partie**

# **Impulsions ultra-brèves, génération et caractérisation**

# Chapitre 1

## Introduction aux caractéristiques temporelles et fréquentielles d'impulsions femtosecondes

### Sommaire

<b>1.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>20</b>
<b>1.2</b>	<b>Notions sur les impulsions lumineuses ultra-brèves</b>	<b>20</b>
<b>1.3</b>	<b>Phase spectrale de l'impulsion</b>	<b>22</b>
1.3.1	Dispersion du temps de groupe	22
1.3.2	Phase spectrale d'ordres supérieurs	23
<b>1.4</b>	<b>Définition du contraste temporel</b>	<b>23</b>
<b>1.5</b>	<b>CEP d'une impulsion laser ultra-brève et sa stabilisation</b>	<b>25</b>
1.5.1	Stabilisation des impulsions issues de l'oscillateur	25
	Analyse dans le domaine fréquentiel	26
	Fluctuations de $f_{ceo}$ causées par les variations d'intensité de l'impulsion dans la cavité laser	28
	Relation entre $f_{ceo}$ , vitesse de phase et vitesse de groupe	28
	Mesure de $f_{ceo}$ et de la variation de la CEP $\Delta\phi_0$	29
1.5.2	Description générale du système de stabilisation	31
<b>1.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>32</b>

## 1.1 Introduction

Ce chapitre d'introduction expose les différentes notions essentielles à la compréhension de la génération, de l'amplification et de la caractérisation des impulsions laser ultra-brèves et intenses dont nous allons discuter dans le second chapitre de ce manuscrit.

## 1.2 Notions sur les impulsions lumineuses ultra-brèves

Le champ électrique des impulsions lumineuses émises par une source laser à dérive de fréquence dite CPA (pour Chirped Pulse Amplification en anglais) peut s'exprimer comme le produit d'une fonction enveloppe  $A(t)$  et d'une onde porteuse oscillant à la fréquence fondamentale du laser  $\omega_0$ . En supposant une forme gaussienne pour l'enveloppe temporelle de l'impulsion et si on néglige la dépendance spatiale du champ électrique complexe de l'impulsion, celui-ci s'écrit comme :

$$E(t) = E_0 \exp\left(\frac{-t^2}{\tau^2}\right) \exp[j(\omega_0 t + \phi_0)] \quad (1.1)$$

où le terme  $\phi_0$  est le déphasage entre l'onde porteuse du champ électrique de l'impulsion par rapport à son enveloppe. L'appellation CEP (pour Carrier-Envelope Phase) est également très utilisée dans la littérature. L'éclairement que l'on a coutume d'appeler intensité est alors donné par :

$$I(t) \propto |E(t)|^2 = E_0^2 \exp\left(\frac{-2t^2}{\tau^2}\right) \quad (1.2)$$

avec  $\tau$  la largeur à  $\frac{1}{e^2}$  en intensité. La durée à mi-hauteur en intensité  $\Delta t$  de l'impulsion est reliée à la variable  $\tau$  par la relation :

$$\Delta t = \tau \times \sqrt{2 \ln(2)} \quad (1.3)$$

La figure 1.1 représente le champ électrique (en rouge) et l'intensité (en bleu) de deux impulsions ayant respectivement des durées à mi hauteur de 25 fs et 5 fs pour une longueur d'onde centrale du laser  $\lambda_0 = 800$  nm. A cette fréquence, la durée d'un cycle optique, c'est-à-dire la période d'une oscillation du champ électrique vaut  $\frac{2\pi}{\omega_0} = 2,6$  fs. Au jour d'aujourd'hui, les impulsions les plus brèves que l'on sache générer à l'aide d'une source CPA classique ont une durée de 5 fs [1, 2]. Pour des durées si courtes, il convient de tenir compte de l'effet du terme  $\phi_0$  sur la forme du champ électrique. En effet, la position du maximum du champ électrique par rapport au maximum de l'enveloppe va fortement évoluer en fonction de la valeur du terme  $\phi_0$  comme on peut le voir sur la figure 1.1 b). Pour des durées si courtes, il devient donc nécessaire de contrôler la valeur de  $\phi_0$  [3].

L'amplitude spectrale complexe  $E(\omega)$  du champ électrique peut être obtenue par transformée de Fourier du champ électrique complexe  $E(t)$  grâce aux relations suivantes :

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \times \exp(j\omega t) dt \quad (1.4)$$

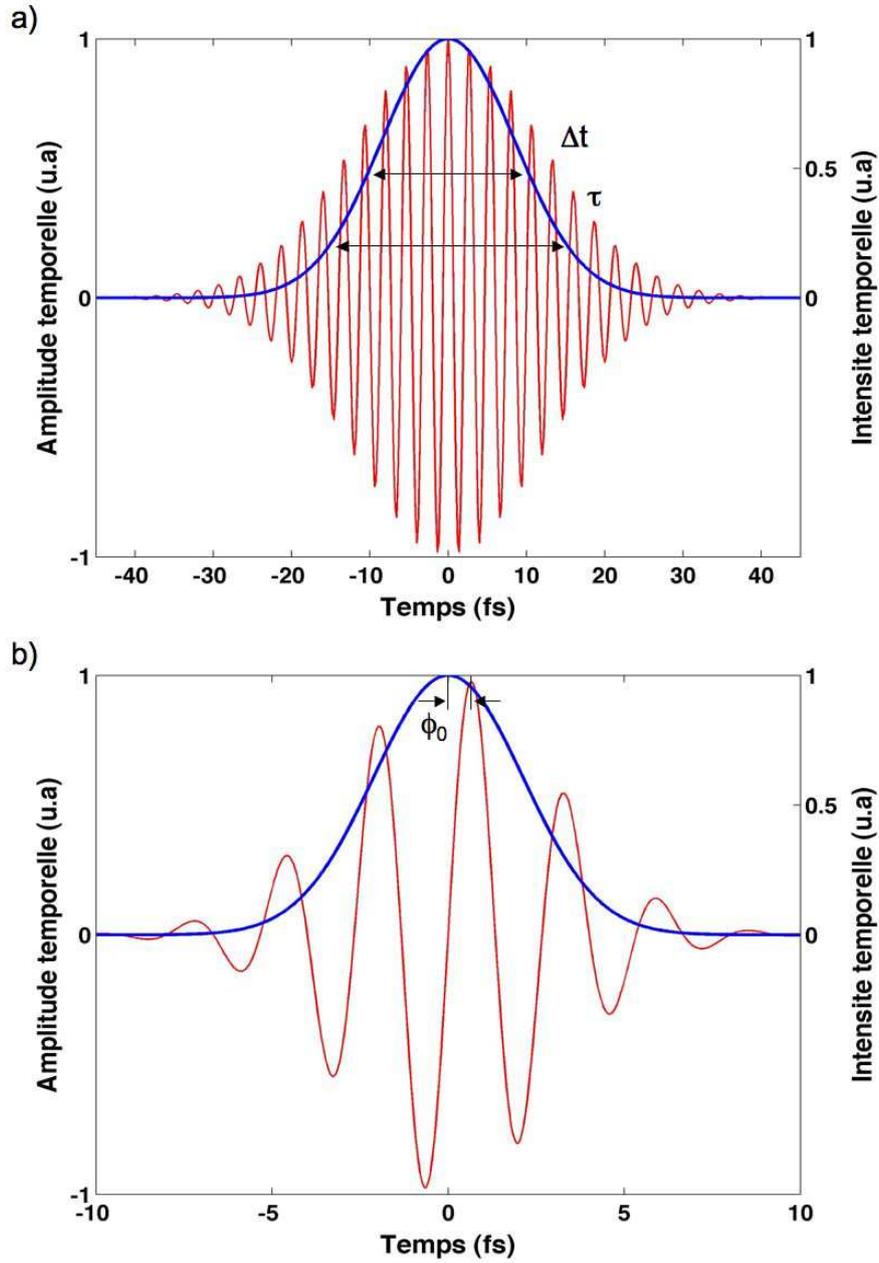


FIG. 1.1 – Champ électrique (en rouge) et intensité temporelle associée (en bleu) d’une impulsion de durée à mi-hauteur : a) de 25 fs et b) de 5 fs ( $\lambda_0 = 800$  nm).  $\Delta t$  et  $\tau$  sont respectivement les durées à mi-hauteur et à  $1/e^2$  en intensité de l’impulsion.  $\Phi_0$  est la CEP de l’impulsion.

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(\omega) \times \exp(-j\omega t) d\omega \quad (1.5)$$

avec :  $E(\omega) = A(\omega) \times \exp[j\phi(\omega)]$

Ces relations montrent que le champ électrique de l'impulsion lumineuse est complètement défini par la donnée de l'amplitude temporelle  $A(t)$  et de la phase temporelle  $\phi(t)$ , ou bien de l'amplitude spectrale  $A(\omega)$  et de la phase spectrale  $\phi(\omega)$ . Pour des impulsions gaussiennes, la relation liant la largeur temporelle à mi-hauteur et la largeur spectrale à mi-hauteur est la suivante :

$$\Delta t \times \Delta\omega \geq 4 \ln(2) \quad (1.6)$$

Dans le cas idéal où la phase spectrale est nulle, l'impulsion est alors dite limitée par transformée de Fourier c'est à dire possédant la durée la plus courte par rapport à une forme donnée du spectre. L'inégalité (1.6) se transforme alors en une égalité et on obtient la relation suivante :

$$\Delta t = \frac{2 \ln(2)}{\pi} \frac{\lambda_0^2}{c\Delta\lambda} \quad (1.7)$$

où  $\Delta t$  est exprimé en femtosecondes.  $\lambda_0$ , la longueur d'onde centrale du spectre et  $\Delta\lambda$ , la largeur spectrale à mi-hauteur sont exprimées en nanomètres.

### 1.3 Phase spectrale de l'impulsion

Si on considère le cas où la phase spectrale n'est pas nulle sur l'étendue du spectre de l'impulsion, cela va introduire des distorsions dans le profil temporel de l'impulsion. Afin de quantifier l'écart par rapport à une phase spectrale nulle, il est d'usage d'effectuer un développement de Taylor de cette dernière autour de la pulsation centrale du laser  $\omega_0$  :

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \left(\frac{\partial\phi}{\partial\omega}\right)_{(\omega_0)} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2\phi}{\partial\omega^2}\right)_{(\omega_0)} (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \left(\frac{\partial^3\phi}{\partial\omega^3}\right)_{(\omega_0)} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.8)$$

$$\phi(\omega) = \phi(\omega_0) + \phi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\phi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\phi'''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.9)$$

Les dérivées d'ordre  $n$  sont appelées dispersions d'ordre  $n$ . La dérivée première de la phase spectrale est appelée temps de groupe de l'impulsion  $\tau_g$ , elle correspond au temps de propagation de l'impulsion dans le milieu considéré. Elle n'a pas d'influence sur la durée de l'impulsion lors de sa propagation dans un milieu matériel (seuls les ordres de dispersion  $\geq 2$  ont une influence).

#### 1.3.1 Dispersion du temps de groupe

Le terme de phase spectrale d'ordre deux est aussi appelé dispersion du temps de groupe ou **GDD** (pour **Group Delay Dispersion** en anglais). C'est ce terme qui est principalement responsable de l'élargissement temporel d'une impulsion femtoseconde lors de sa propagation dans un milieu dispersif (c'est-à-dire un milieu dont l'indice de réfraction  $n$  varie avec la longueur d'onde  $\lambda$ ). Dans un tel milieu, les différentes composantes spectrales ne se propagent pas avec la même vitesse de groupe. Un calcul simple permet

de montrer que la valeur de la dispersion du temps de groupe associée à la traversée d'un matériau de longueur  $L_{mat}$  et ayant un indice de réfraction variant en fonction de la longueur d'onde est :

$$\phi''(\omega) = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} n^2(\lambda) L_{mat} \quad (1.10)$$

Si l'impulsion initiale est de type gaussienne et possède une phase spectrale constante, après traversée de ce matériau, on peut montrer que la durée de l'impulsion sera [4] :

$$\Delta t = \Delta t_0 \sqrt{1 + \frac{16 \ln(2)^2 (\phi'')^2}{\Delta t_0^4}} \quad (1.11)$$

L'effet de la dispersion du temps de groupe sera d'autant plus prononcé que la durée initiale de l'impulsion est courte. Prenons par exemple le cas d'une impulsion de durée 5 fs traversant une lame de verre de type BK7 de 1 mm d'épaisseur. Pour le BK7 on a :  $\phi'' = 445 \text{ fs}^2 \cdot \text{cm}^{-1}$  à 800 nm, ce qui donne  $\Delta t = 25, 2 \text{ fs}$  ! La traversée de la même quantité de verre mais cette fois par une impulsion de durée initiale 20 fs conduira à une durée de  $\Delta t = 21 \text{ fs}$ . Pour les impulsions brèves, il est donc impératif de contrôler ce terme de phase spectrale.

### 1.3.2 Phase spectrale d'ordres supérieurs

Le terme d'ordre trois  $\phi'''(\omega)$  affecte peu la durée de l'impulsion mais génère une asymétrie temporelle de celle-ci. En effet, il est responsable de l'apparition de pré ou de post impulsions en fonction de son signe (respectivement positif ou négatif). Ces pics parasites dégradent le contraste cohérent femtoseconde de l'impulsion et peuvent donc nuire à l'interaction laser-matière lors de tirs sur cible.

Les termes d'ordres supérieurs à trois participent également, mais dans une moindre mesure, à la distorsion du profil temporel de l'impulsion et ont pour effets principaux l'apparition d'élargissement temporel, de piédestal ou d'impulsions parasites.

En fonction de la durée limite de l'impulsion, l'influence de ces termes sera plus ou moins importante. Pour des impulsions de durée inférieure à 15 fs, l'effet des termes d'ordres supérieurs devient important. C'est donc la qualité de la gestion de la phase spectrale qui va être déterminante pour la qualité du profil d'intensité temporelle de l'impulsion. Une étude complète des effets des termes de phase spectrale d'ordre élevés sur le profil d'intensité temporelle d'une impulsion peut être trouvée dans la thèse de G. Chériaux [15].

## 1.4 Définition du contraste temporel

La caractérisation temporelle d'une impulsion femtoseconde ne se limite pas seulement à la donnée de sa durée à mi-hauteur. En effet, lors des expériences d'interaction laser-matière pour la génération d'harmoniques sur cible solide [5], l'intensité sur cible peut être très importante : de l'ordre de  $10^{18} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ . Avec de telles intensités, toute présence de pré-impulsion ou de défauts de compression dont le niveau d'intensité est supérieur au seuil d'ionisation de la cible (typiquement  $10^{10} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$  pour les matériaux

diélectriques), va nuire à l'interaction entre l'impulsion laser et la cible. En effet, lorsqu'on ionise le matériau, il se forme un plasma. Si la densité électronique du plasma atteint une valeur particulière appelée densité critique, le plasma se comporte comme un miroir à la fréquence du laser (fréquence de coupure du plasma). Au delà de la densité critique, la majeure partie de l'impulsion incidente sera donc réfléchi au lieu d'interagir avec la cible. Il est donc important de contrôler et de caractériser le profil temporel de l'impulsion laser sur une grande dynamique. De manière pratique, on caractérise le profil temporel de l'impulsion sur une échelle de temps de plusieurs dizaines de picosecondes et sur au moins 10 ordres de grandeur à l'aide d'un corrélateur grande dynamique. La trace typique obtenue avec ce dispositif est représentée sur la figure 1.2.

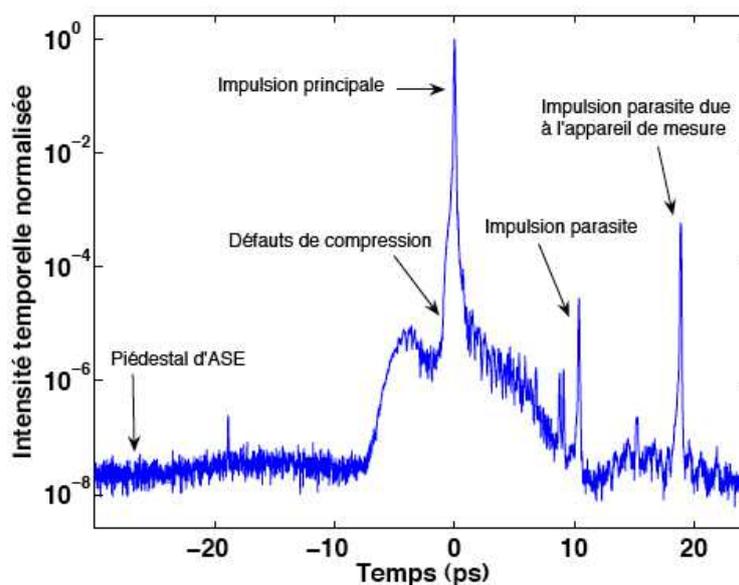


FIG. 1.2 – Mesure du contraste temporel d'une impulsion lumineuse. Les fronts avant et arrière de l'impulsion se situent respectivement vers les temps négatifs et positifs.

L'impulsion principale est accompagnée d'impulsions secondaires générées lors de l'amplification dans la chaîne, notamment par des réflexions parasites dues à un alignement imparfait des systèmes optiques utilisés. On constate également que les fronts avant et arrière de l'impulsion principale ne sont pas parfaits. Ceci est dû au fait que la compression temporelle est imparfaite (à cause des défauts de phase spectrale) et abouti à des flancs moins raides de l'impulsion sur une durée de quelques picosecondes. C'est le contraste cohérent. Enfin, on constate que l'impulsion est accompagnée par un piédestal d'émission spontanée amplifiée présent à l'échelle nanoseconde. En effet, lors de l'amplification, la durée des impulsions du laser de pompe (quelque dizaines de nanosecondes) est très supérieure à la durée de l'impulsion à amplifier. Sous l'effet de l'impulsion de pompe, le cristal émet de la fluorescence de façon isotrope. Une partie de la fluorescence émise par le cristal se trouve être dans la direction du signal et est donc amplifiée dans la cavité de l'amplificateur. L'ASE (Amplified Spontaneous Emission) est donc la principale source de contraste incohérent dans une chaîne laser. Typiquement, le niveau de l'ASE par rapport au niveau d'intensité de l'impulsion principale est de l'ordre de  $10^{-7} - 10^{-8}$  dans une chaîne laser CPA commerciale délivrant une fraction de terawatt. En général, le niveau de contraste

donné est le niveau du contraste incohérent. Il est donné par le rapport :

$$\Gamma = \frac{I_{\text{impulsion principale}}}{I_{ASE}} \quad (1.12)$$

Dans l'exemple présenté avant, le contraste est de  $7 \cdot 10^5$  pour un délai de 3 ps et de  $3 \cdot 10^8$  à un délai de 15 ps.

## 1.5 CEP d'une impulsion laser ultra-brève et sa stabilisation

On a vu dans le premier paragraphe de ce chapitre que l'expression du champ électrique complexe d'une impulsion laser fait intervenir un paramètre appelé CEP (noté  $\phi_0$ ). Physiquement ce terme représente le déphasage entre l'onde porteuse du champ électrique et la fonction enveloppe de l'impulsion comme le montre la figure 1.1 b).

L'utilisation d'impulsions lumineuses composées de quelques cycles optiques seulement [2] dans le champ de l'optique non linéaire extrême, conduit à un régime d'interaction laser-matière où l'amplitude du champ électrique de l'impulsion joue un rôle prédominant sur celui du profil d'intensité temporelle. Parmi elles on peut citer la génération d'impulsions attosecondes uniques sur cible solide [6]. Pour un laser Titane-Saphir ( $\lambda \simeq 800$  nm), la valeur de la CEP devient déterminante pour des durées d'impulsions inférieures à 10 fs. Typiquement, une chaîne laser CPA génère un train d'impulsions dans le domaine temporel à une cadence donnée. Le plein contrôle de la CEP signifie la détermination de la valeur de  $\phi_0$  pour chaque impulsion et d'être en mesure de générer un train d'impulsions toutes identiques (ayant toute la même CEP).

### 1.5.1 Stabilisation des impulsions issues de l'oscillateur

Sur les chaînes laser, le premier élément fondamental est l'oscillateur. C'est une cavité laser qui va délivrer des trains d'impulsions lumineuses de faible énergie qui vont ensuite être amplifiées dans les étages d'amplification. Aujourd'hui, la technique la plus utilisée pour ces oscillateurs est la technique à blocage de modes utilisant l'effet Kerr optique (en anglais, Kerr-lens mode-locking) [7]. Nous aborderons plus en détails le principe de ce mode de fonctionnement dans le chapitre suivant. Le point important ici est qu'un tel oscillateur délivre un train d'impulsions lumineuses régulièrement espacées d'un temps  $\tau$ , où  $\tau$  est le temps mis par une impulsion lumineuse pour effectuer un aller-retour dans la cavité laser de l'oscillateur. Ces impulsions possèdent toutes, en bonne approximation, le même profil d'intensité temporelle.

A l'intérieur de la cavité laser de l'oscillateur, outre le cristal de Titane-Saphir, sont présents d'autres éléments dispersifs. L'ensemble est responsable de la variation du déphasage entre l'onde porteuse et l'enveloppe des impulsions émises. En effet, l'onde porteuse se propage à la vitesse de phase :  $\nu_f = \frac{\omega}{k} \Big|_{k_0}$  (où  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ , est la constante de propagation) tandis que l'enveloppe se propage à la vitesse de groupe :  $\nu_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \Big|_{k_0}$ . Dans un milieu dispersif,  $\nu_f \neq \nu_g$  ce qui conduit au déphasage porteuse-enveloppe à l'intérieur même de la cavité laser. La CEP varie donc pendant que l'impulsion circule dans la cavité.

Cela entraîne que dans le train d'impulsions délivré par l'oscillateur, la CEP  $\phi_0$  change d'une impulsion sur l'autre. En absence de perturbations sur le laser,  $\phi_0$  varie d'une quantité fixe  $\Delta\phi_0$  entre deux impulsions. La différence de phase entre deux impulsions successives a une valeur, qui typiquement contient quelques centaines de fois  $2\pi$ , plus un terme significatif compris entre 0 et  $2\pi$ . C'est cette valeur que l'on désigne par  $\Delta\phi_0$  [8]. En tenant compte des différents éléments dispersifs de la cavité et en supposant une cavité de longueur  $L$  :

$$\Delta\phi_0 = 2\pi \int_0^{2L} \left. \frac{dn(z)}{d\lambda} \right|_{\lambda_0} dz \quad (1.13)$$

En réalité,  $\phi_0$  ne varie pas, d'une impulsion à l'autre, de la quantité fixe  $\Delta\phi_0$  : en effet  $\Delta\phi_0$  est affectée par des phénomènes non linéaires, qui transforment les fluctuations de l'énergie de l'impulsion du laser de pompe en variations (jitter) de  $\Delta\phi_0$  [9].

La variation de la CEP  $\Delta\phi_0$  est une quantité que l'on peut mesurer expérimentalement et sur laquelle se base la stabilisation de la CEP. Actuellement, il n'est pas possible d'avoir accès à la valeur de  $\phi_0$ . Pour réaliser la stabilisation en CEP, il est plus simple de travailler dans le domaine fréquentiel. Il est donc nécessaire de comprendre comment  $\Delta\phi_0$  se manifeste sur le spectre d'un train d'impulsions.

### Analyse dans le domaine fréquentiel

Le champ électrique du train d'impulsions émis par l'oscillateur peut s'exprimer dans le domaine temporel comme :

$$\sum_n E(t - n\tau) e^{j(\omega_0 t - n\omega_0 \tau + \phi)} = \sum_n E(t - n\tau) e^{j(\omega_0 t - n\omega_0 \tau + n\Delta\phi_0 + \phi_0)} \quad (1.14)$$

où  $\tau$  est la durée entre deux impulsions et la phase de la  $n^{ième}$  impulsion est :  $\phi = n\Delta\phi_0 + \phi_0$ .

Si on effectue la transformée de Fourier on a :

$$\begin{aligned} E(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} \sum_n E(t - n\tau) e^{j(\omega_0 t - n\omega_0 \tau + n\Delta\phi_0 + \phi_0)} e^{j\omega t} dt \\ &= \sum_n e^{j(n\Delta\phi_0 - n\omega_0 \tau + \phi_0)} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t - n\tau) e^{j[(\omega + \omega_0)t]} dt \end{aligned} \quad (1.15)$$

On pose alors  $\tilde{E}(\omega) = \int E(t) e^{j\omega t} dt$  et en tenant compte de l'identité  $\int f(x-a) e^{-jbx} dx = e^{-jba} \int f(x) e^{-jbx} dx$ , on obtient :

$$\begin{aligned} E(\omega) &= \sum_n e^{j[n(\Delta\phi_0 - \omega_0 \tau) + \phi_0]} e^{-jn(\omega + \omega_0)\tau} \tilde{E}(\omega - \omega_0) \\ &= e^{j\phi_0} \tilde{E}(\omega - \omega_0) \sum_n e^{j(n\Delta\phi_0 - n\omega\tau)} \\ &= e^{j\phi_0} \tilde{E}(\omega - \omega_0) \sum_m \delta(\Delta\phi_0 - \omega\tau - 2\pi m) \end{aligned} \quad (1.16)$$

Le spectre obtenu est donc un peigne de Dirac de pulsations :

$$\omega_m = \frac{2m\pi}{\tau} - \frac{\Delta\phi_0}{\tau}, m \in \mathbf{N} \quad (1.17)$$

ce qui donne en fréquences :

$$\nu_m = m f_{rep} + f_{ceo} \quad \text{où } f_{ceo} = -\frac{\Delta\phi_0 f_{rep}}{2\pi} \quad (1.18)$$

(le signe moins est tributaire de la définition de  $\Delta\phi_0$ ).

Le peigne de fréquences est donc décalé par rapport aux valeurs multiples entières de  $f_{rep}$  d'une fréquence d'offset  $f_{ceo}$  (Carrier-Envelope-Offset-Frequency), qui est une fonction directe de  $\Delta\phi_0$ . Notons qu'en l'absence d'une stabilisation active de  $\Delta\phi_0$ ,  $f_{ceo}$  est une quantité variable, sensible aux perturbations du laser [10]. La correspondance entre les domaines temporel et fréquentiel est montrée sur la figure 1.3. Sur cette dernière, la partie a) représente le domaine temporel : un train d'impulsions dont la fréquence de répétition est  $f_{rep}$  et pour lesquelles la CEP varie d'une quantité fixe  $\Delta\phi_0$  d'une impulsion à l'autre. La correspondance dans le domaine fréquentiel est donnée en b) : un peigne de fréquences également espacées. Le peigne est translaté d'une quantité  $f_{ceo}$  par rapport aux multiples entiers de la fréquence  $f_{rep}$ . Il est également multiplié par la transformée de Fourier de l'amplitude des impulsions centrée à  $\omega_0$ .

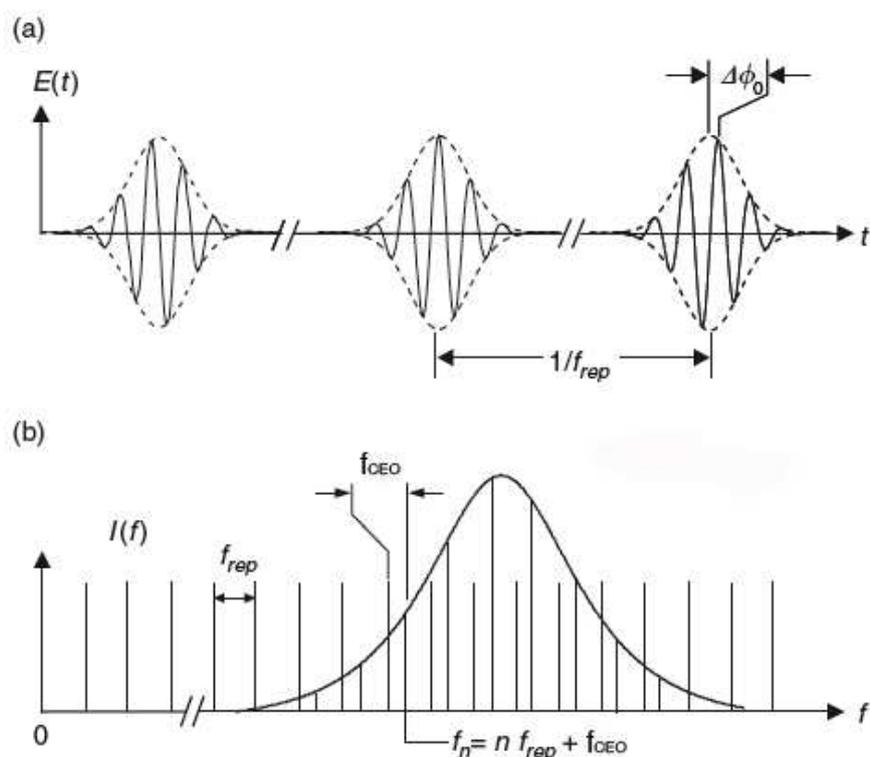


FIG. 1.3 – Correspondance entre les domaines temporel et fréquentiel. (a) Dans le domaine temporel  $\phi$  varie d'une certaine quantité  $\Delta\phi_0$ . (b) Dans le domaine fréquentiel, on a un peigne de fréquences de période  $f_{rep}$ . Ce peigne est translaté par rapport aux fréquences multiples entières de  $f_{rep}$  d'un offset  $f_{ceo}$ . Son amplitude est donnée par la transformée de Fourier de l'amplitude temporelle de l'impulsion lumineuse de fréquence  $\omega_0$ . La figure est tirée de la référence [10]

## Fluctuations de $f_{ceo}$ causées par les variations d'intensité de l'impulsion dans la cavité laser

Dans le paragraphe précédent, on a introduit la quantité  $f_{ceo}$  sous l'hypothèse que  $\Delta\phi_0$  est constante d'une impulsion à l'autre. Ici, on va montrer qu'en réalité, la valeur  $f_{ceo}$  est sujette à des variations, principalement dues aux fluctuations d'intensité de l'impulsion dans la cavité laser.

Le cristal de Titane-Saphir possède un indice de réfraction qui peut s'écrire comme

$n(t, \vec{r}) = n_0 + n_2 I(t, \vec{r})$ , où  $n_0$  est l'indice de réfraction ordinaire et  $n_2$  l'indice non linéaire dépendant de l'intensité  $I(t, \vec{r})$  de l'impulsion. Lorsque l'intensité dans la cavité varie d'une valeur  $dI$ , par exemple conséquemment à une variation de l'intensité du laser de pompe, la longueur optique  $L_{opt}$  du cristal de Titane-Saphir de longueur  $l$  (aller-retour) va varier d'une quantité :  $dL_{opt} = l n_2(I) dI$ .

On peut donc évaluer la variation de  $\Delta\phi_0$  correspondante :

$$d\Delta\phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} dL_{opt} = \frac{2\pi}{\lambda_0} l n_2(I) dI \quad (1.19)$$

ce qui entraîne une variation de  $f_{ceo}$  :

$$df_{ceo} = -\frac{f_{rep} d\Delta\phi_0}{2\pi} = -\frac{f_{rep}}{2\pi} \frac{2\pi}{\lambda_0} l n_2(I) dI = -\frac{f_{rep}}{c} \nu_0 l n_2(I) dI \quad (1.20)$$

On doit également prendre en compte les possibles variations qu'une fluctuation  $dI$  de l'intensité de l'impulsion entraîne sur la vitesse de phase et la vitesse de groupe. On introduit donc dans l'équation (1.20) une fréquence d'offset  $\nu_{off}$  :

$$df_{ceo} = -\frac{f_{rep}}{c} (\nu_0 - \nu_{off}) l n_2(I) dI \quad (1.21)$$

Cette fréquence d'offset peut s'exprimer comme [11] :

$$\nu_{off} = \nu_0 \left( 1 - \frac{(d\nu_0/dI)/\nu_0}{(df_{rep}/dI)/f_{rep}} \right) \approx \nu_0 \left( \frac{n_{2g} - n_{2p}}{n_{2g}} \right) \quad (1.22)$$

où les indices  $g$  et  $p$  se rapportent respectivement à groupe et phase. L'approximation précédente est valable si  $L \gg l$ . Dans le cas d'une différence faible entre les indices non linéaires de groupe et de phase, c'est-à-dire comparable à celle entre les indices linéaires de réfraction (dans le Titane-Saphir on a  $(n_g - n_p)/n_g = 0.0122$  à  $\lambda = 800nm$ ), la fréquence d'offset  $\nu_{off}$  est négligeable devant  $\nu_0$  et peut être omise [11].

## Relation entre $f_{ceo}$ , vitesse de phase et vitesse de groupe

La fréquence  $f_{ceo}$  peut être directement reliée à la vitesse de phase et à la vitesse de groupe [10]. En effet, les pulsations des modes à l'intérieur d'une cavité Fabry-Perot peuvent s'exprimer comme :

$$\omega_m = \frac{2\pi c}{nL} m \quad (1.23)$$

où :  $m$  est un entier,  $c$  est la célérité de la lumière,  $n$  est l'indice de réfraction linéaire et  $L$  la longueur aller-retour de la cavité. La variation de  $n$  en fonction de  $\omega$  peut être déterminée. Pour cela il faut tenir compte du fait que pour un laser en régime de mode-locking, l'impulsion qui circule dans la cavité doit

avoir une dispersion de la vitesse de groupe nulle, ceci afin de préserver la forme de son enveloppe. On a donc les relations suivantes :

$$\frac{\partial^n k}{\partial \omega^n} = 0 \quad \text{pour } m \geq 2 \quad (1.24)$$

$$\frac{\partial k}{\partial \omega} = \frac{1}{v_g} = \text{constante} \quad (1.25)$$

Ces relations impliquent que la valeur de la constante de propagation  $k$  est :

$$k = k_0 + \frac{1}{v_g} \omega \quad (1.26)$$

ce qui implique que  $n(\omega)$  est donné par :

$$n(\omega) = c \left( \frac{1}{v_g} + \frac{k_0}{\omega} \right) \quad (1.27)$$

si on substitue cette expression dans l'équation (1.24), on a :

$$\omega_m = \frac{2\pi m v_g}{L} \left( \frac{1}{1 + \frac{k_0 v_g}{\omega}} \right) \quad (1.28)$$

En effectuant un développement limité à l'ordre 1 de la partie entre parenthèses et en tenant compte du fait que  $v_g/L = f_{rep}$  et que  $\omega = 2\pi m f_{rep}$ , on obtient :

$$\omega_m = \frac{2\pi}{L} m v_g - k_0 v_g \quad (1.29)$$

Ceci confirme qu'il existe bien un offset lorsque l'on tient compte de la dispersion de l'indice de réfraction  $n$  dans la formule de Fabry-Perot.

Enfin, si l'on considère que  $v_{ph} = \omega/k$  et  $k = k_0 + \frac{\omega}{v_g}$ , on obtient :

$$k_0 = \omega v_g \left( \frac{1}{v_{ph}} - \frac{1}{v_g} \right) \quad (1.30)$$

ce qui entraîne que :

$$f_{ceo} = \frac{\omega_0 v_g}{2\pi} \left( \frac{1}{v_g} - \frac{1}{v_{ph}} \right) \quad (1.31)$$

L'équation (1.31) relie la fréquence d'offset du peigne de fréquences à la différence entre les valeurs des vitesses de groupe  $v_g$  et de phase  $v_{ph}$  dans la cavité.

### Mesure de $f_{ceo}$ et de la variation de la CEP $\Delta\phi_0$

La mesure de la fréquence d'offset  $f_{ceo}$  utilise une technique d'interférométrie auto-référencée [8, 10]. Cela permet de mesurer la valeur de  $f_{ceo}$  sans aucune référence externe. Elle consiste à comparer les extrémités du spectre fondamental du train d'impulsions issu de l'oscillateur avec le spectre de sa seconde harmonique. Pour cela on réalise un interféromètre non linéaire. En premier lieu, il faut élargir suffisamment le spectre du peigne issu de l'oscillateur afin qu'il couvre une octave. Pour cela on utilise le phénomène d'auto-modulation de phase : on focalise le faisceau dans une fibre à cristaux photonique [12] où dans un cristal non linéaire [13] ce qui conduit à un élargissement bien au delà d'une octave.

Ensuite on sélectionne la partie basse fréquence du spectre du peigne (dans l'infrarouge) et on génère sa seconde harmonique dans un cristal non linéaire. L'objectif est de superposer le spectre issu de la seconde harmonique du peigne avec la partie haute fréquence (dans le bleu) du peigne lui même. Il se produit alors un phénomène de battement hétérodyne dont la fréquence de battement est  $f_{ceo}$  (voir la figure 1.4) :

$$f_{battement} = 2\nu_n - \nu_{2n} = 2(nf_{rep} + f_{ceo}) - (2nf_{rep} + f_{ceo}) = f_{ceo} \quad (1.32)$$

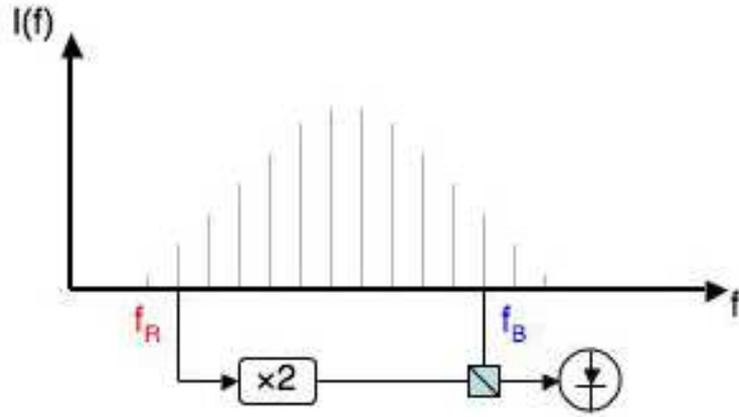


FIG. 1.4 – Génération de la note de battement  $f_{ceo}$ . Le signal de battement dû à l'interférence entre la fréquence  $f_B$  et la seconde harmonique de la fréquence  $f_R$  du spectre est mesuré à l'aide d'une photodiode reliée à une analyseur spectral.

On considère les fréquences particulières du peigne  $f_R = nf_{rep} + f_{ceo}$  et  $f_B = 2nf_{rep} + f_{ceo}$ . Si on place une photodiode en aval de l'interféromètre non linéaire, on mesure un signal temporel dû à  $f_B$  et à la seconde harmonique de  $f_R$  dont l'intensité temporelle peut s'écrire comme :

$$\begin{aligned} I(t) &= \left| A \cos(2\pi 2f_R t) + B \cos(2\pi f_B t) \right|^2 \\ &= \left| A \cos[2\pi(2nf_{rep} + 2f_{ceo})t] + B \cos[2\pi(2nf_{rep} + f_{ceo})t] \right|^2 \\ &= \left| 2AB \cos\left(\frac{2\pi f_{ceo}t}{2}\right) \right|^2 \times \left| \cos\left[\frac{2\pi(4nf_{rep} + 3f_{ceo})t}{2}\right] \right|^2 \end{aligned} \quad (1.33)$$

Le second terme oscille bien trop rapidement pour être détecté sur la photodiode, il est donc moyenné. On obtient donc le signal :

$$I(t) = 2AB \cos^2\left(\frac{2\pi f_{ceo}t}{2}\right) = AB[1 + \cos(2\pi f_{ceo}t)] \quad (1.34)$$

qui dans le domaine fréquentiel correspond à un signal de fréquence  $f_{ceo}$ .

La mesure de  $f_{ceo}$  et de  $f_{rep}$  permet donc de calculer immédiatement  $\Delta\phi_0$  grâce à l'équation (1.19). Grâce à cette mesure de  $\Delta\phi_0$ , on peut stabiliser la valeur de  $\phi_0$ , même si la valeur absolue de  $\phi_0$  reste inconnue et non imposable par l'utilisateur.

## 1.5.2 Description générale du système de stabilisation

Les impulsions issues de l'oscillateur possèdent une phase  $\phi = \phi_0 + n\Delta\phi_0$ . Le but du système de stabilisation est de faire en sorte qu'en sortie de la chaîne laser CPA, toutes les impulsions aient la même valeur de  $\phi$  en stabilisant la valeur de  $\Delta\phi_0$ .

Nous avons vu dans le paragraphe 1.5.1 que les fluctuations de  $\phi$  sont dues principalement à l'oscillateur, à cause des variations de l'indice non linéaire du cristal de Titane : Saphir. Ces variations sont causées par les fluctuations de l'énergie de l'impulsion dans la cavité de l'oscillateur, elles même dues aux variations de l'intensité du laser de pompe. Dans le paragraphe 1.5.1, nous avons présenté une méthode permettant la mesure et donc la stabilisation de la valeur de  $\Delta\phi_0$  en sortie d'oscillateur.

Toutefois, les éléments optiques situés en aval de l'oscillateur (l'étireur, l'amplificateur et le compresseur) introduisent eux aussi des fluctuations de  $\Delta\phi_0$ .

L'amplificateur multi-passages introduit des fluctuations dont l'origine est la même que celles générées par l'oscillateur. Le processus d'amplification, réalisé à l'aide d'un cristal de Titane : Saphir pompé par un laser à diodes, va donc être sensible aux variations d'intensité du laser de pompe.

L'étireur et le compresseur contribuent eux aussi aux fluctuations de phase. En effet, dû aux variations de température et de pointé du faisceau, le chemin optique parcouru peut varier dans ces composants. Cela introduit des fluctuations lentes sur la phase.

Il faut noter toutefois que les contribution majeures aux variations de  $\Delta\phi_0$  sont celles de l'oscillateur et du compresseur. En effet en sortie de compresseur la fréquence de répétition est de 1 kHz, alors qu'en sortie d'oscillateur elle est de 80 MHz. Il y a donc une accumulation des variations de  $\Delta\phi_0$  à 80 MHz sur une durée de 1ms, durée entre deux impulsions amplifiées.

Au vu des éléments précédents, un système de stabilisation de  $\phi$  doit se composer de :

- Un dispositif permettant de fixer la valeur de  $\Delta\phi_0$ . Ceci est réalisé à l'aide de deux lames de silice d'épaisseur variable, situées dans la cavité de l'oscillateur. On peut translater ces lames à l'aide d'une translation fine motorisée. La valeur de  $\Delta\phi_0$  est alors de :  $\Delta\phi = 2\pi \frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_0}$  où  $\frac{\partial n}{\partial \lambda} \Big|_{\lambda_0} = -0.018 \mu\text{m}^{-1}$  pour la silice à  $\lambda_0 = 800 \text{ nm}$ .
- Une boucle de rétro-action à la sortie de l'oscillateur qui permet une première stabilisation active de  $\Delta\phi_0$ .
- Une seconde boucle de rétro-action à la sortie du compresseur qui permet de stabiliser les fluctuations de  $\Delta\phi_0$  introduites par l'amplificateur.

Les méthodes de mesure de  $\Delta\phi_0$  des deux boucles sont basées sur des interféromètres non linéaires. Elles sont toutefois différentes, en effet, l'une doit fonctionner au MHz et l'autre au kHz. Pour la stabilisation au niveau de l'oscillateur, on parle de boucle rapide. Pour celle au kHz, on parle de boucle lente [14]. Nous reviendrons sur chacune d'elles plus tard. Des deux boucles de stabilisation, on obtient deux signaux d'erreur, qui sont calculés par un boîtier unique d'électronique et qui génère un seul signal d'erreur.

La rétro-action s'effectue grâce au contrôle de  $\Delta\phi_0$  au travers des effets non linéaires dans le cristal de Titane-Saphir de l'oscillateur. On fait volontairement varier l'intensité de l'impulsion dans la cavité au travers de la variation de l'intensité du laser de pompe. Ceci est réalisé grâce à un modulateur acousto-optique placé sur le trajet du laser de pompe et qui fait varier l'intensité du faisceau transmis propor-

tionnellement au signal d'erreur de  $\Delta\phi_0$ . Cette rétro-action permet de stabiliser les fluctuations de la CEP jusqu'à une valeur de 200 mrad RMS sur une durée d'environ 30 minutes.

## 1.6 Conclusion

Nous avons présenté les notions de bases permettant de quantifier la qualité du profil d'intensité temporelle d'une impulsion lumineuse femtoseconde. Il apparaît clair qu'un contrôle rigoureux de la phase spectrale est un des points clés lors de la conception de la chaîne laser. L'obtention d'une phase spectrale constante sur tout le spectre de l'impulsion va permettre d'obtenir l'impulsion dont la durée à mi-hauteur sera limitée par transformée de Fourier. Cela permettra aussi d'éviter la présence d'impulsions parasites sur des délais de l'ordre de la centaine de femtosecondes et qui seraient nuisibles à l'interaction laser-matière. La gestion de la dispersion au sein de la chaîne doit se faire à un ordre d'autant plus grand que les impulsions voulues en sortie de chaîne sont courtes. La notion de contraste quantifie les défauts du profil temporel de l'impulsions sur une grande dynamique (au moins 10 ordres de grandeur) et sur une échelle de temps de quelques dizaines de picosecondes. Enfin nous avons défini la notion de CEP, notion importante lorsque la durée à mi-hauteur de l'impulsion lumineuse est de quelques cycles optiques (inférieure à 10 fs à 800 nm). Nous avons aussi vu comment il était possible de mesurer et de fixer les fluctuations de la CEP sur une chaîne laser.

# Bibliographie

- [1] Ell R., Morgner U., Kartner F. X., Fujimoto J. G., Ippen E. P., Scheuer V., Angelow G., Tschudi T., Lederer M. J., Boiko A. and Luther-Davies B., "Generation of 5-fs pulses and octave spanning spectra directly from a Ti:Sapphire laser", **Optics Letters** Vol. 26 No. 6, p 373-375 (2001).
- [2] Hauri C. P., Kornelis W., Helbing F. W., Heinrich A., Couairon A., Mysyrowicz A., Biegert J., Keller U., "Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation", **Appl. Phys. B** 79, p 673 (2004).
- [3] Xu L., Spielmann Ch., Poppe A., Brabec T., Krausz F. and Hänsch T. W., "Route to phase control of ultrashort light pulses", **Optics Letters** Vol. 21 No. 24, p 2008-2010 (1996).
- [4] Chériaux G., Rousseau J. P., Salin F. and Chambaret J. P., "Aberration-free stretcher design for ultrashort pulse amplification", **Optics Letters** Vol. 21 No. 6, p 414-416 (1996).
- [5] Thaury C., Quéré F., Geindre J-P., Levy A., Ceccotti T, Monot P., Bougeard M., Réau F., D'Olivera P., Audebert P., Merjoribanks R., and Martin Ph., "Plasmas mirrors for ultrahigh-intensity optics", **Nature Physics** Vol. 3, p 424-429 (2007).
- [6] Baltūška A., Uiberacker M., Goulielmakis E., Kienberger R., Yakovlev V. S., Udem T., Hänsch T. W., and Krausz F., "Phase-Controlled Amplification of Few-Cycle Laser Pulses", **IEEE Journ. of Sel. Top. in Quant. Elect.**, Vol. 9 No. 4, p 972-990 (2003).
- [7] Brabec T., Spielmann Ch., Curley P. F. and Krausz F., "Kerr lens mode locking", **Optics Letters** Vol.17 No.18 (1992).
- [8] Apolonski A., Poppe A., Tempea G., Spielmann Ch., Udem Th., Holzwarth R., Hänsch T. W. and Krausz F., "Controlling the phase evolution of few-cycle light pulses", **Phys. Rev. Lett.** Vol. 85, p 740 (2000).

- [9] Poppe A., Holzwarth R., Apolonski A., Tempea G., Spielmann Ch., Hänsch T. W. and Krausz F., "Few-cycle waveform synthesis", **Appl. Phys. B** Vol. 72, p 373-376 (2001).
- [10] Cundiff S. T., "Phase stabilization of ultrashort optical pulses", **J. Phys. D** Vol. 35 No. R43, (2002).
- [11] Stenger J. and Telle H. R., "Intensity-induced mode shift in a femtosecond laser by a change in the nonlinear index of refraction", **Optics Letters** Vol. 25 No. 20, p 1553-1555 (2000).
- [12] Ranka J. K., Windeler R. S. and Stentz A. J., "Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm", **Optics Letters** Vol. 25 No. 25 (2000).
- [13] Fuji T., Apolonski A., Krausz F., "Self-stabilization of carrier-envelope offset phase by use of difference-frequency generation", **Optics Letters** Vol. 29 No. 6, p 632-634 (2004).
- [14] Baltuska A., Udem Th., Uiberacker M., Hentschel M., Goulielmakis E., Gohle Ch., Holzwarth R., Yakovlev V. S., Scrinzi A., Hänsch T. W. and Krausz F., "Attosecond control of electronic processes by intense light fields", **Nature** Vol. 421, p 611 (2003).
- [15] Chériaux G., "Influence des distorsions de phase sur le profil temporel 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 titane", Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud (1997).

## Chapitre 2

# La technique d'amplification à dérive de fréquence

### Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>36</b>
<b>2.2</b>	<b>Oscillateur femtoseconde</b>	<b>37</b>
<b>2.3</b>	<b>Etirement et compression</b>	<b>38</b>
2.3.1	Phase spectrale introduite par un matériau	38
2.3.2	Etireur et compresseur à réseaux	39
2.3.3	Ligne à prismes	40
2.3.4	Miroirs chirpés	41
2.3.5	Filtre Acousto-Optique Dispersif Programmable	42

## 2.1 Introduction

Une caractéristique importante des impulsions lumineuses délivrées par une chaîne laser, est leur intensité crête. On peut la définir par :

$$I_c = \frac{E}{\Delta t \times S} \quad (2.1)$$

où  $E$  est l'énergie,  $\Delta t$  la durée à mi-hauteur d'une impulsion ;  $S$  est la section du faisceau. On exprime l'intensité  $I_c$  en  $\text{W.cm}^{-2}$ .

La communauté des physiciens qui étudient les interactions laser-matière est demandeuse de lasers délivrant des intensités crêtes sur cible de plus en plus élevées : de l'ordre de  $10^{18}$  voire  $10^{22} \text{ W.cm}^{-2}$ . Le but étant d'explorer de nouveaux régimes d'interaction [1, 2]. Pour atteindre de tels niveaux d'énergie, tout en conservant un système de taille raisonnable, la technique utilisée est celle proposée par Strickland et Mourou en 1985 [3]. C'est l'amplification à dérive de fréquence ou CPA pour Chirped Pulse Amplification.

En effet, l'amplification directe des impulsions issues de l'oscillateur jusqu'aux niveaux d'intensité requis conduirait à l'apparition d'effets non linéaires. Ces effets peuvent dégrader les qualités spatiales et temporelles du faisceau et conduire à l'endommagement des optiques utilisées dans la chaîne. Un indicateur de l'apparition de tels effets est l'intégrale B définie comme :

$$B = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_L n_2 \left( \max[I(z)] \right) dz \quad (2.2)$$

Pour les lasers de puissance, il est communément accepté que l'intégrale B doit être gardée à des valeurs inférieures à 3-5 radians [4].

Pour diminuer l'intensité (et donc les effets non linéaires), on peut augmenter la taille du faisceau dans la chaîne laser, mais survient alors le problème de la taille des composants optiques nécessaires. L'autre solution, utilisée dans la technique CPA, est d'étirer temporellement l'impulsion à amplifier. Typiquement le facteur d'étirement (rapport entre la durée de l'impulsion étirée et la durée de l'impulsion initiale) est de  $10^4 - 10^5$ . Ceci est réalisé à l'aide d'un dispositif appelé étireur. L'impulsion est ensuite amplifiée. Enfin, un compresseur permet à l'impulsion de retrouver une durée proche de sa valeur initiale. La figure 2.1 représente schématiquement les éléments principaux d'une chaîne CPA.

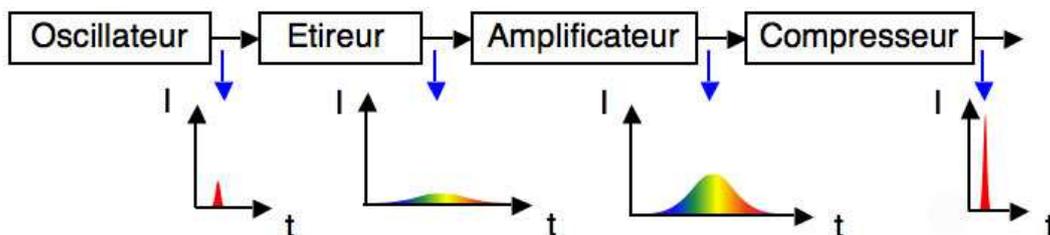


FIG. 2.1 – Principe de l'amplification à dérive de fréquence.

La majeure partie des chaînes délivrant des impulsions laser de durée inférieure à 100 fs et dont l'énergie va du milli joule à quelques joules utilisent la technique CPA. Le matériau amplificateur le plus utilisé est le Saphir dopé Titane, en effet ses qualités sont nombreuses : seuil de dommage ( $\approx 8 \text{ J.cm}^{-2}$  en

régime picoseconde [22]) et fluence de saturation (environ  $0,9 \text{ J.cm}^{-2}$ ) élevés. Sa conductivité thermique est excellente ( $46 \text{ W/mK}$  à  $300\text{K}$ ) ce qui permet des taux de répétition allant jusqu'à quelques kilo hertz. Il permet également d'avoir des durées d'impulsion de l'ordre de  $15 \text{ fs}$  grâce à sa bande de gain très large (environ  $235 \text{ nm}$  à mi-hauteur).

Examinons plus en détails les principaux éléments constitutifs d'une chaîne laser CPA.

## 2.2 Oscillateur femtoseconde

Dans une cavité laser dont le milieu amplificateur possède une bande d'émission suffisamment large comme c'est le cas du Titane-Saphir, plusieurs modes longitudinaux de la cavité peuvent osciller et être amplifiés. Si il n'y a aucune relation de phase entre ces modes, l'émission du laser est constituée d'une superposition incohérente de ces modes en régime continu. Par contre si on arrive par un moyen quelconque à mettre en phase ces modes dans la cavité, le régime d'émission devient impulsionnel, on parle alors de blocage de modes (mode-locking) [5]. Le blocage de modes est réalisé en introduisant dans la cavité laser un élément qui module les pertes. Pour favoriser le mode impulsionnel, cet élément doit avoir une transmission qui augmente avec l'intensité qui le traverse. Dans les oscillateurs Titane-Saphir c'est l'effet Kerr Optique qui est utilisé. En effet il va introduire l'apparition d'une lentille Kerr dans le cristal lorsque l'intensité augmente. Cela va modifier la divergence du faisceau dans la cavité. Une fente placée dans la cavité va permettre de sélectionner le mode correspondant au régime impulsionnel qui va pouvoir ainsi s'installer durablement. Il est également possible d'adopter une géométrie de la cavité laser qui favorise le mode impulsionnel par rapport au mode continu.

Le seconde condition à réaliser est la compensation de la dispersion du temps de groupe introduite par les éléments traversés, principalement le cristal. En effet chaque mode a une longueur d'onde différente et parcourt donc un chemin optique différent dans la cavité. La compensation est réalisée soit avec une ligne à prismes introduite dans la cavité, soit pour les oscillateurs plus récents, à l'aides de miroirs chirpés [6]. La figure 2.2 montre le schéma d'un oscillateur dans lequel la compensation de la dispersion

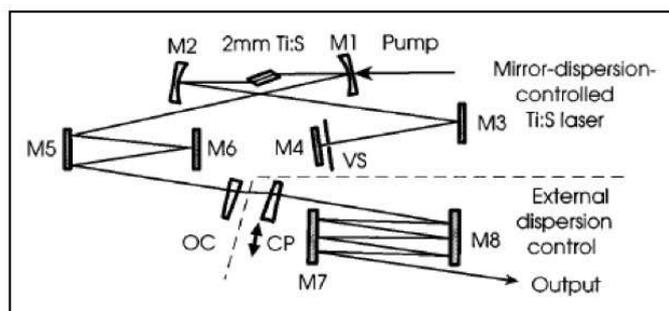


FIG. 2.2 – Oscillateur à blocage de modes délivrant des impulsions de durée  $8 \text{ fs}$ . La compensation de la GDD intra cavité se fait à l'aide de miroirs chirpés M3-M6. Les miroirs M1 et M2 sont les miroirs de sous cavité. Le miroir M4 est le miroir de fond de cavité; le miroir de couplage (OC) et le compensateur (CP) sont également représentés. Le schéma est tiré de la référence [6]

de vitesse de groupe à l'intérieur de la cavité se fait à l'aide de miroirs chirpés. Afin de compenser

la dispersion introduite par le miroir de couplage (OC) et le compensateur (CP) en sortie de cavité, on utilise des miroirs chirpés (M7-M8) à l'extérieur de la cavité. L'utilisation de ces miroirs permet d'aboutir à une meilleure compensation de la dispersion du temps de groupe et une stabilité accrue de l'oscillateur grâce à une plus grande compacité.

## 2.3 Etirement et compression

Les étapes d'étirement et de compression temporelle des impulsions amplifiées dans une chaîne laser sont réalisées à l'aide de systèmes optiques spécifiques. Ces systèmes optiques ont tous un point commun : ils influent sur la phase spectrale de l'impulsion lumineuse qui les traverse. En effet le chemin optique dans ces systèmes dépend de la longueur d'onde. Les différentes longueurs d'ondes composant le spectre de l'impulsion vont donc suivre des chemins différents. Ceci a pour effet d'introduire des termes de phase spectrale  $\phi^n$  dans le développement de Taylor de  $\phi$  et donc va influencer sur la durée des impulsions. Plusieurs architectures sont possibles, la seule règle à respecter étant que en sortie de compresseur, la phase spectrale soit constante sur la plage spectrale couverte par l'impulsion afin d'obtenir les impulsions les plus propres possibles. Cette condition peut s'écrire :

$$\phi(\omega) = \phi_{\text{étireur}}(\omega) + \phi_{\text{matériaux}}(\omega) + \phi_{\text{compresseur}}(\omega) = cte \quad (2.3)$$

Sur la décomposition de la phase en série de Taylor, cette condition se ramène aux conditions suivantes sur les ordres de dispersion :

$$\phi^{(n)}(\omega_0) = \phi_{\text{étireur}}^{(n)}(\omega_0) + \phi_{\text{matériaux}}^{(n)}(\omega_0) + \phi_{\text{compresseur}}^{(n)}(\omega_0) = 0, n \in \mathbf{N}_+ \quad (2.4)$$

où  $\omega_0$  est la pulsation centrale du spectre de l'impulsion. Si pour un ordre fixé, les différentes contributions ne sont pas toutes de même signe (ce qui est le cas), il est possible d'annuler plus ou moins facilement un certains nombre d'ordres en jouant sur les paramètres libres du système. Il est également possible d'utiliser la compensation inter-ordres [23]. La quantité de matériau traversée par l'impulsion lors de l'amplification étant donnée, tous les  $\phi_{\text{matériaux}}^{(n)}(\omega_0)$  sont fixés. On a le choix entre différentes configurations d'étireur-compresseur. Pour des impulsions extrêmement courtes (dont la largeur spectrale est proche de la longueur d'onde centrale), cette approximation n'est plus valable et il faut alors chercher à compenser la dispersion non plus seulement à la pulsation centrale mais sur une plage spectrale plus étendue.

### 2.3.1 Phase spectrale introduite par un matériau

Lors de son amplification, l'impulsion traverse différents matériaux : des cristaux de Saphir dopé Titane, de BBO, de KDP, des optiques en silice... Ces matériaux ayant chacun leur loi de dispersion de l'indice de réfraction, toutes les composantes spectrales de l'impulsion vont acquérir une phase différente. La phase spectrale associée à la traversée d'un matériau de longueur  $L_{mat}$  et ayant un indice de réfraction

variant en fonction de la longueur d'onde est :

$$\phi_{mat}(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda} n(\omega) L_{mat} \quad (2.5)$$

La dispersion de vitesse de groupe associée qui est la dérivée seconde de la phase spectrale s'exprime donc comme :

$$\phi^{(2)}(\omega) = \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{\partial n^2}{\partial \lambda^2} L_{mat} \quad (2.6)$$

La valeur de la dérivée seconde de l'indice de réfraction s'obtient grâce aux relations de Sellmeier. Dans le domaine du visible jusqu'au proche infrarouge, la GDD de tous les matériaux est positive. On peut donc également utiliser un bloc de matériau très dispersif (un verre de type SF 10 par exemple) pour faire office d'étireur [6] ou de compresseur [7].

### 2.3.2 Etireur et compresseur à réseaux

Une paire de réseaux de diffraction peut être utilisée pour introduire une dispersion de vitesse de groupe soit négative, soit positive en combinaison avec un dispositif d'imagerie [8]. La seconde configuration est typiquement utilisée avant l'amplification pour étirer l'impulsion alors que la première est placée après l'étage d'amplification et permet de comprimer temporellement les impulsions amplifiées. Cette méthode est très utilisée dans les chaînes CPA de haute puissance où le facteur d'amplification est élevé ( $10^6 - 10^{10}$ ) ce qui nécessite des facteurs d'étirement importants avant amplification (quelques centaines de ps voire une ns) afin de ne pas endommager le cristal amplificateur et les optiques.

Une paire de réseaux parallèles permet d'introduire de grandes quantités de GDD négative et donc de compenser les matériaux traversés. Il a été montré que la phase totale accumulée lors de la traversée aller-retour dans un tel système peut s'écrire comme [21] :

$$\phi(\omega) = \frac{2\pi L \omega}{c} (\cos \gamma + \cos \beta) \quad (2.7)$$

où  $L$  est la distance perpendiculaire entre les deux réseaux,  $\gamma$  est l'angle d'incidence sur le premier réseau et  $\beta$  est l'angle de diffraction de l'ordre -1 par rapport à la normale au réseau. La GDD s'exprime donc comme :

$$\phi^{(2)}(\omega) = \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = -\frac{4\pi^2 c L}{\omega^3 \Lambda^3} \left[ 1 - \left( \frac{2\pi c}{\omega \Lambda} - \sin \gamma \right)^2 \right]^{-3/2} \quad (2.8)$$

où  $\Lambda$  est la fréquence spatiale des traits du réseau. L'équation (2.8) donne la GDD totale introduite par le compresseur. Les faisceaux en entrée et en sortie de système sont parallèles mais décalés verticalement. Ce décalage est effectué grâce à un dièdre de repli disposé après le second réseau. Le principal inconvénient de ce dispositif est sa faible efficacité de transmission : environ 65%.

La GDD introduite par le compresseur peut être compensée par un étireur constitué de deux réseaux anti-parallèles avec un télescope (1 : 1) placé entre eux comme le montre la figure 2.3. La distance entre le réseau 1 (2) et la lentille L1 (L2) est  $f + \Delta x$ , telle que  $f + \Delta x < f$ . La séparation effective entre les réseaux est alors de  $-2(f + \Delta x)$ , la GDD introduite est alors positive. Le signe de la GDD peut être changé en augmentant la distance  $f + \Delta x$  de façon à ce que  $f + \Delta x > f$ . L'étireur introduit alors une GDD négative. Comme pour le compresseur, un dièdre permet de décaler les faisceaux d'entrée et de

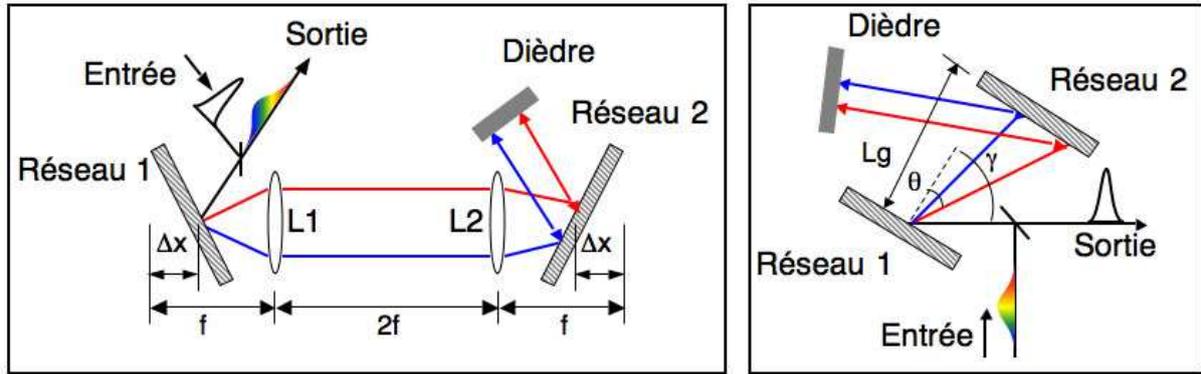


FIG. 2.3 – Étireur à réseaux (à gauche) et compresseur à réseaux (à droite). Ces deux systèmes sont utilisés en double passage : le faisceau d'entrée traverse le système optique puis, à l'aide d'un dièdre de repli, il est décalé en hauteur et envoyé une seconde fois dans le système optique avant de sortir du système

sortie. Les lentilles étant source d'aberrations chromatiques, des systèmes sophistiqués, composés uniquement d'optiques en réflexion et sans aberrations ont été développés comme le triplet de Offner [10] ou la géométrie repliée à une seul réseau [11]. Ces deux systèmes sont image l'un de l'autre. Une combinaison étireur-compresseur à réseaux agit donc comme une ligne à dispersion nulle : une impulsion traversant cet ensemble serait comprimée à sa durée initiale en l'absence de matériau entre les deux systèmes. Pour compenser la dispersion des matériaux utilisés dans les étages d'amplification, le compresseur doit être ajusté de façon à compenser au mieux la dispersion et avoir ainsi l'impulsion la plus courte possible. Le résidu de phase spectrale est ensuite compensé par des systèmes de gestion de la phase spectrale comme le filtre acousto-optique dispersif programmable [12] ou des miroirs chirpés [5] ou des valves optiques à cristaux liquides [13].

### 2.3.3 Ligne à prismes

En 1984 Fork *et. al* [14] ont montré qu'une séquence de quatre prismes identiques et convenablement alignés permet d'introduire une dispersion de vitesse de groupe négative sur l'impulsion qui la traverse. La transmission du système est particulièrement élevée : environ 90 %. Un montage équivalent et constitué de seulement deux prismes mais en double passage est plus couramment utilisé comme le montre la figure 2.4. On peut donc utiliser une ligne à prismes comme compresseur dans les systèmes où l'impulsion issue de l'oscillateur est étirée en introduisant une GDD positive (comme c'est le cas lorsqu'on utilise un bloc de verre par exemple). Toutefois, on ne peut l'appliquer que dans les chaînes où l'étirement est faible (quelques dizaines de ps). En effet pour des quantités de dispersion trop importantes, l'ensemble devient trop encombrant. Afin d'améliorer la compacité du système, on peut employer une ligne à quatre ou six prismes. En effet, la GDD introduite par une double paire de prismes est  $2^2$  fois supérieure à celle introduite par une paire simple. De même la GDD introduite par une triple paire de prismes est  $3^2$  fois supérieure à celle introduite par une paire simple. Une discussion détaillée sur la GDD introduite par une double paire de prismes se trouve dans la référence [15].

Dans le cas général, la GDD introduite par une ligne à prismes s'écrit :

$$\phi^{(2)}(\omega) = \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 P}{d\lambda^2} \quad (2.9)$$

où  $P(\lambda)$  est le chemin optique total.  $P$  peut être calculé soit analytiquement, soit à l'aide d'un logiciel de tracé de rayon de type Zemax.

Pour des impulsions dont le spectre est très large, la ligne à prismes ne permet toutefois pas d'introduire une GDD négative sur toutes les fréquences composant le spectre. En effet, l'insertion du matériau composant les prismes tend à faire diminuer la quantité négative de GDD introduite due à la dispersion angulaire. La GDD totale peut donc finir par être positive quelle que soit la distance entre les prismes, une étude détaillée est donnée dans la référence [16].

En résumé l'avantage majeur d'une ligne à prismes est son efficacité de transmission (environ 90%), en

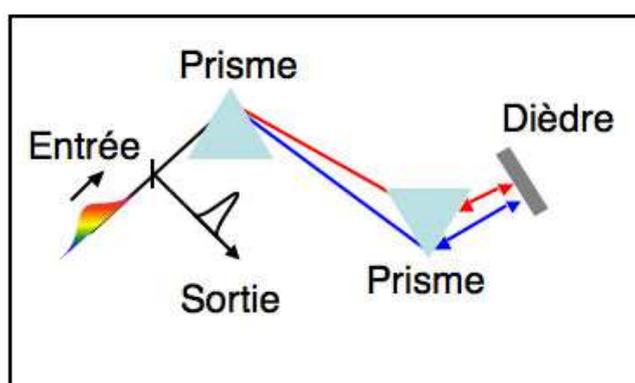


FIG. 2.4 – Schéma de principe d'une ligne à prismes. Le faisceau d'entrée est dispersé à l'aide d'un premier prisme puis d'un second placé tête-bêche. Après un premier passage, le faisceau spectralement étalé est décalé en hauteur par un dièdre de repli et envoyé une seconde fois dans les prismes avant de sortir du système spectralement collimaté.

contrepartie elle ne permet d'introduire que des quantités de GDD négative assez modestes et sur une plage spectrale limitée (de l'ordre de 150 nm).

### 2.3.4 Miroirs chirpés

Une autre technique de compensation fine de la GDD mais sur de larges bandes spectrales consiste à utiliser des miroirs dits "chirpés" [5, 17]. Ces miroirs diélectriques sont constitués d'un empilement de différentes couches minces optiques. On utilise en alternance un matériau ayant un indice de réfraction faible et un autre ayant un indice de réfraction élevé comme le montre la figure 2.5. La longueur d'onde de Bragg est graduellement diminuée durant le processus de dépôt des couches. Ainsi, les composantes basses fréquences du spectre pénètrent plus profond dans l'empilement de couches que les composantes hautes fréquences. Il en résulte la génération de GDD négative sur l'impulsion réfléchie. Un inconvénient majeur de ces miroirs est qu'ils introduisent des oscillations sur la phase spectrale. Ces oscillations tendent à détériorer la qualité du profil temporel des impulsions. Toutefois, une combinaison judicieuse de miroirs avec des configurations légèrement différentes permet de diminuer l'amplitude de

ces oscillations et d'introduire une phase plate sur une large bande spectrale. Cette technique est très utilisée pour la compression d'impulsions ultra-brèves générées par filamentation [18] ou fibre creuse [19]. Au jour d'aujourd'hui, une paire des meilleurs miroirs chirpés possèdent une réflectivité de 95% sur une plage spectrale comprise entre 400 et 1200 nm. Ils introduisent un GDD typique de quelques dizaines de  $\text{fs}^2$  avec une amplitude des oscillations inférieure à  $100 \text{ fs}^2$  [20].

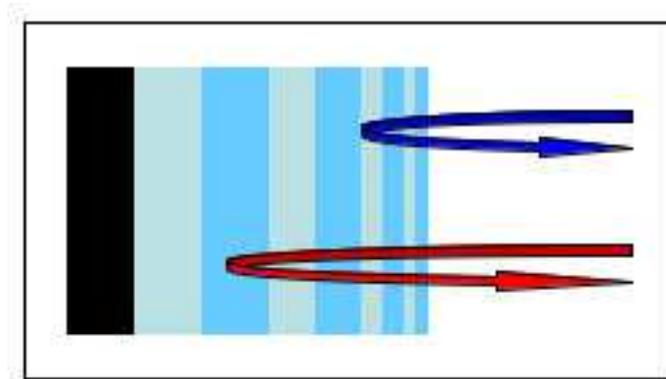


FIG. 2.5 – Vue en coupe d'un miroir diélectrique chirpé. La longueur de pénétration du traitement multicouche dépend de la longueur d'onde et permet d'obtenir une GDD négative.

### 2.3.5 Filtre Acousto-Optique Dispersif Programmable

Le filtre acousto-optique dispersif programmable (Acousto Optic Programmable Dispersive Filter) a été mis au point en 1999 par Verluise *et. al* [12]. Ce dispositif permet de contrôler l'amplitude et la phase spectrale de l'impulsion qui le traverse. Un schéma de principe d'un AOPDF est représenté sur la figure 2.6.

Le matériau constituant le filtre est un cristal biréfringent de  $\text{TeO}_2$ . Il est placé de manière à ce que

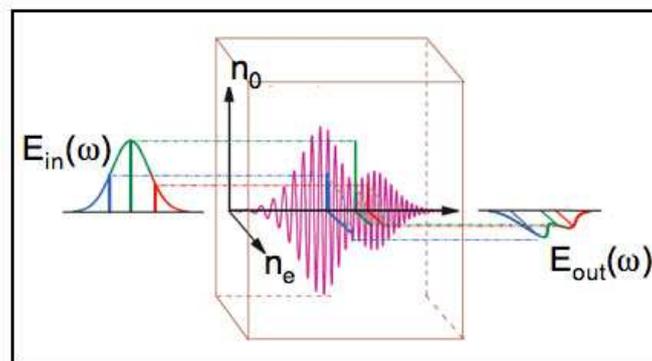


FIG. 2.6 – Principe du filtre acousto-optique dispersif programmable.

son axe optique soit dans la direction de propagation de l'impulsion lumineuse qui le traverse. Une onde acoustique est envoyée dans le cristal par un transducteur piloté par un signal temporel. L'onde

acoustique se propage avec la vitesse  $V$  le long de l'axe  $z$  et reproduit spatialement la forme temporelle du signal rf. L'impulsion incidente entre dans le système avec son axe de polarisation le long de l'axe ordinaire du cristal (mode 1). Chaque composante spectrale de fréquence  $\omega$  se propage d'une certaine distance avant de subir l'effet d'un réseau de diffraction de même fréquence spatiale généré par l'onde acoustique. A cette position  $z(\omega)$ , une partie de l'énergie est diffractée dans le mode 2. L'impulsion qui quitte le système selon le mode 2 va être constituée des composantes spectrales qui ont été diffractées à différentes positions. Puisque la vitesse de phase des deux modes est différente, chaque fréquence va se propager avec un temps différent. L'amplitude de chaque composante spectrale est contrôlée par la puissance acoustique à la position  $z(\omega)$ . L'amplitude temporelle  $E_{out}(t)$  en sortie de l'AOPDF est une fonction du signal à l'entrée  $E_{in}(t)$  et du signal électrique  $S(t)$  pilotant l'onde acoustique. Il s'exprime comme :

$$E_{out}(t) \propto E_{in}(t) \otimes S(t/\alpha) \quad (2.10)$$

où  $\alpha = \Delta n(V/c)$  est un facteur d'échelle et  $\Delta n$  est la différence d'indice de réfraction entre les axes ordinaire et extra ordinaire. Dans le domaine fréquentiel, l'équation (2.10) devient :

$$E_{out}(\omega) \propto E_{in}(\omega)S(\omega\alpha) \quad (2.11)$$

L'utilisateur peut choisir l'amplitude et la phase du signal  $S(\omega)$  à l'aide d'un logiciel et ainsi agir sur l'amplitude et la phase spectrale de l'impulsion lumineuse qui traverse le système. L'efficacité de ce système est comprise entre 40% et 50%, de plus il doit être placé en début de chaîne (juste après l'oscillateur par exemple) où l'intensité du faisceau reste sous le seuil de dommage du dispositif (environ  $100 \text{ MW.cm}^{-2}$  en régime picoseconde).

# Bibliographie

- [1] Naumova N. M., Nees J. A., Sokolov I. V., Hou B., and Mourou G., "Relativistic Generation of Isolated Attosecond Pulses in a  $\lambda^3$  Focal Volume", **Phys. Rev. Lett.** Vol. 92 No. 6, 063902 (2004).
- [2] Esirkepov T., Borghesi M., Bulanov S. V., Mourou G, and Tajima T., "Highly Efficient Relativistic-Ion Generation in the Laser-Piston Regime" **Phys. Rev. Lett.** Vol. 92 No. 17, 175003 (2004).
- [3] Strickland D. and Mourou G., "Compression of amplified chirped optical pulses", **Opt. Com.** Vol. 56 No. 3, p 219-221 (1985).
- [4] Siegman A., "Lasers", Chapitre 10 (University Science Books, 1986).
- [5] Szipöcs R., Kohazi-Kis A., "Theory and design of chirped dielectric mirrors", **App. Phys. B** Vol. 65, p 115 (1997).
- [6] Stingl A., Lenzner L., Spielmann Ch., Krausz F., Szipöcs R., "Sub-10 fs mirror-dispersion-controlled Ti :sapphire laser", **Optics Letters** Vol. 20 No. 6 (1995).
- [7] Gaudiosi D. M., Lytle A. L., Kohl P., Murnane M. M., Kapteyn H. C. and Backus S., "11 W average power Ti : sapphire amplifier system using downchirped pulse amplification", **Optics Letters** Vol. 29 No. 22, p 2665-2267 (2004).
- [8] Brabec T., Spielmann Ch., Curley P. F. and Krausz F., "Kerr lens mode locking", **Optics Letters** Vol. 17 No. 18 (1992).
- [9] Treacy E. B., "Optical pulse compression with diffraction gratings", **IEEE J. of Quant. Elect.** Vol. 5, p 454-458 (1969).
- [10] Chériaux G., Rousseau J. P., Salin F., Chambaret J. P., Walker B. and Dimauro L. F., "Aberration-free stretcher design for ultra-short pulse amplification", **Optics Letters** Vol. 21 No. 6 (1996).

- [11] Backus S., "Ti :sapphire amplifier producing millijoule-level, 21-fs pulses at 1kHz", **Optics Letters** Vol. 20 No. 19 (1995).
- [12] Verluise F., Laude V., Cheng Z., Spielmann Ch. and Tournois P., "Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shapping", **Optics Letters** Vol. 25 No. 8, p 575-578 (2000).
- [13] Weiner A. M., "Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators", **Rev. Sci. Instrum.** Vol. 71 No. 5, p 1929-1960 (2000).
- [14] Fork R. L., Martinez O. E. and Gordon J. P., "Negative dispersion using pairs of prisms", **Optics Letters** Vol. 9, p 150-152 (1984).
- [15] Duarte F. J., Piper J. A., "Dispersion theory of multiple prism beam expanders for pulsed dye lasers", **Optics Com.** Vol. 43 No. 5, p 303 (1982).
- [16] Cheng Z., Krausz F., Spielmann Ch., "Compression of 2 mJ kilohertz laser pulses to 17.5 fs by pairing double-prism compressor : analysis and performance", **Optics Com.** Vol. 20, p 145 (2002).
- [17] Szipöcs R., "Chirped multilayer coating for broadband dispersion control in femtosecond lasers", **Optics Letters** Vol. 19, p 201-203 (1994).
- [18] Hauri C. P., Kornelis W., Helbing F. W., Heinrich A., Couairon A., Mysyrowicz A., Biegert J., Keller U., "Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pules through filamentation", **Appl. Phys. B** Vol. 79, p 673 (2004).
- [19] Sung J. H., Park J. Y., Imran T., Lee Y. S. and Nam C. H., "Generation of 0.2-TW 5.5-fs optical pulses at 1 kHz using differentially pumped hollow-fiber chirped-mirror compressor", **Appl. Phys. B** Vol. 82, p 5-8 (2006).
- [20] Pervak V., Tikhonravov A. V., Trubetskov M. K., Naumov S., Krausz F. and Apolonski A., "1.5-octave chirped mirror for pulse compression down to sub-3fs" **Appl. Phys. B** Vol. 87, p 5-12 (2007).
- [21] Martinez O. E., Gordon J. P. and Fork R. L., "Negative group-velocity dispersion using refraction", **J. of Opt. Soc. Am. A** Vol. 1 No. 10, p 1003-1006 (1984).
- [22] Uteza O., Bussièrè B., Canova F., Chambaret J. P., Delaporte P., Itina T. and Sentis M., "Laser-induced damage threshold of sapphire in nanosecond, picosecond and femtosecond regimes",

**Appl. Surf. Sci.** Vol. 254, p 799-803 (2007).

- [23] Chériaux G., "Influence des distorsions de phase sur le profil temporel 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 titane", Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud (1997).

## Chapitre 3

# Caractérisation temporelle d'impulsions femtosecondes

### Sommaire

3.1	Introduction . . . . .	48
3.2	Autocorrélateur du second ordre . . . . .	48
3.2.1	Autocorrélation interférométrique . . . . .	49
3.3	La technique SPIDER . . . . .	51
3.4	La technique FROG . . . . .	54
3.5	Corrélateur du troisième ordre à grande dynamique . . . . .	55
3.6	Conclusion . . . . .	57

### 3.1 Introduction

Il est important de caractériser le profil temporel des impulsions femtosecondes de haute intensité produites par amplification à dérive de fréquence. La mesure de la durée de l'impulsion, de l'absence d'impulsions satellites et du contraste sont des éléments clés pour qualifier les performances du laser. Les instruments de mesure utilisent soit des techniques de corrélation optique, soit des dispositifs d'interférométrie spectrale auto-référencée. Dans ce chapitre nous allons exposer le principe de fonctionnement des différents instruments de mesures que nous avons utilisés pour caractériser les impulsions femtosecondes produites lors de nos travaux.

### 3.2 Autocorrélateur du second ordre

Une des techniques les plus anciennes de caractérisation temporelle d'impulsions courtes est l'autocorrélation du second ordre (dite " $2\omega$ ") [1]. La détermination de la durée de l'impulsion est effectuée grâce à l'analyse d'un signal à la fréquence double de la fréquence fondamentale. Le dispositif optique utilisé est représenté sur la figure 3.1. Il est constitué d'un interféromètre de Michelson dont un des bras est de longueur variable.

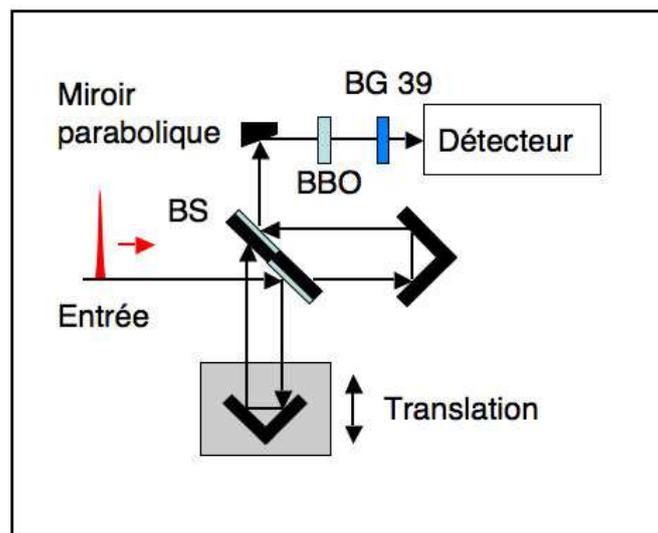


FIG. 3.1 – Schéma de principe d'un autocorrélateur du second ordre. BS : lame séparatrice 50/50 traitée ultra-large bande, BBO : cristal de BBO (type 1) de  $10\ \mu\text{m}$  d'épaisseur, BG 39 : filtre coloré permettant la sélection du signal de seconde harmonique seulement. Le détecteur peut être un photomultiplicateur (détection au MHz) ou une photodiode rapide (détection au kHz).

L'impulsion incidente est divisée en deux impulsions d'égales intensités. Les deux faisceaux, après avoir parcouru des chemins optiques différents sont focalisés à l'aide d'un miroir parabolique sur un cristal de BBO (B-Barium-Borate) de type 1. Le signal est ensuite détecté à l'aide d'une photodiode rapide et visualisé sur un oscilloscope. L'autocorrélateur que nous avons utilisé est un système commercial de type Femtometer 10 (Femtolasers GmbH) modifié pour permettre de mesurer des durées d'impulsion

jusqu'à 5 fs. Dans cet appareil, l'optique de focalisation est une optique réflective afin d'éviter que des effets de dispersion n'augmentent la durée de la trace d'autocorrélation. L'épaisseur du cristal de BBO ( $10\mu m$ ) est faible afin de s'affranchir des effets dispersifs mais également afin de pouvoir réaliser l'accord de phase et donc le doublage de fréquence sur tout le spectre couvert par l'impulsion.

Le signal résultant de l'interaction non linéaire des deux bras dans le cristal doubleur dépend du délai entre les deux impulsions. Ce signal s'appelle fonction d'autocorrélation. Il existe deux types d'autocorrélation :

- L'autocorrélation interférométrique : lorsque les faisceaux incidents sur le cristal sont colinéaires .
- L'autocorrélation intensimétrique : lorsqu'on est en géométrie non colinéaire.

Notre appareil permet de réaliser l'une ou l'autre de ces mesures.

Les informations que l'on peut tirer de la trace d'autocorrélation sont limitées. La largeur à mi-hauteur de l'impulsion dépend de la forme temporelle de l'impulsion et n'est donc pas définie de manière univoque. On n'a également pas accès à la phase spectrale de l'impulsion. Toutefois c'est une mesure robuste grâce à sa simplicité de mise en oeuvre.

### 3.2.1 Autocorrélation interférométrique

Dans le cas d'une autocorrélation interférométrique, le signal mesuré peut s'exprimer comme :

$$S_{col}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} |(E(t) + E(t - \tau))^2|^2 dt \quad (3.1)$$

où  $\tau$  est le délai entre les deux impulsions. La figure 3.2 représente la trace d'autocorrélation obtenue avec une impulsion d'une durée à mi-hauteur égale à 10 fs limitée par transformée de Fourier. Comme on peut le voir, il y a alors un rapport 8 entre le maximum et le minimum du signal. En effet, lorsque le délai entre les deux impulsions est tel qu'il n'y a pas de recouvrement temporel, le signal mesuré est égal à deux fois celui que l'on obtiendrait avec un seul faisceau. Lorsque le délai entre les impulsions est nul, le signal est égal à  $2^4 = 16$ . On a donc bien un rapport de 8 entre les deux.

Pour connaître la durée de l'impulsion  $\Delta T$ , il est nécessaire d'émettre une hypothèse sur la forme temporelle de l'impulsion à mesurer et de connaître la largeur à mi-hauteur  $\Delta\tau$  de la trace d'autocorrélation. En ce qui concerne le premier point, on se sert du spectre de l'impulsion que l'on mesure par ailleurs. En général, si le spectre est proche d'une gaussienne, on peut supposer que la forme temporelle de l'impulsion sera de même (règles de la transformée de Fourier). Si le spectre est plus modulé, on peut supposer par exemple une forme temporelle en sécante hyperbolique carrée. La relation entre  $\Delta T$  et  $\Delta\tau$  est indiquée sur la tableau 3.1.

Forme de l'impulsion	Durée de l'impulsion
Gaussienne	$\Delta T = \Delta\tau/1.656$
Sécante hyperbolique carrée	$\Delta T = \Delta\tau/1.897$

TAB. 3.1 – Relations donnant la durée à mi-hauteur de l'impulsion en fonction de la durée à mi-hauteur de la trace d'autocorrélation interférométrique. La forme temporelle de l'impulsion est supposée connue.

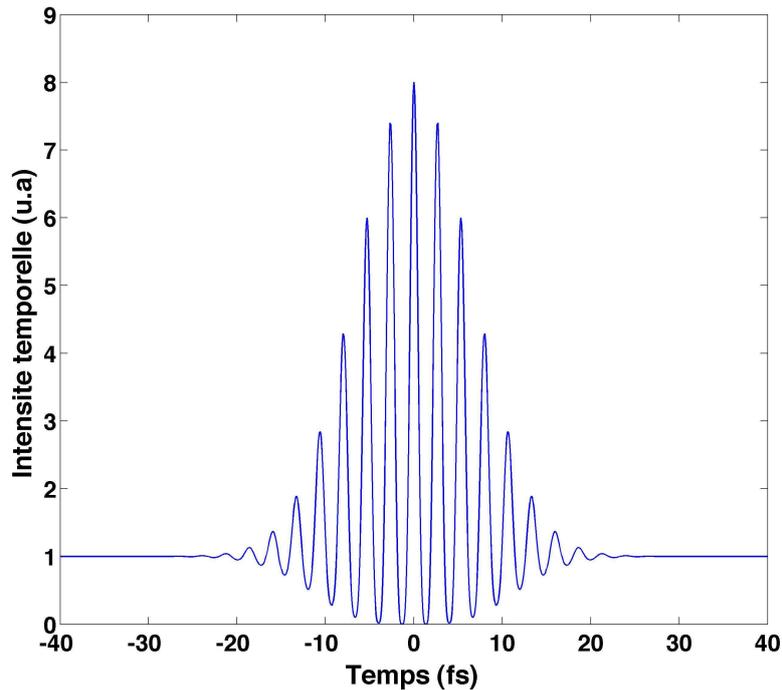


FIG. 3.2 – Trace calculé d'autocorrélation interférométrique d'une impulsion de 10 fs. Le contraste est de (1 : 8). La période des franges est de 2.66 fs à 800 nm.

En ce qui concerne le second point, il est nécessaire de connaître la période de l'interfrange. Pour une onde dont la longueur d'onde centrale est  $\lambda_0$ , la période de l'interfrange est  $\kappa = \frac{\lambda_0}{c}$ . Il faut alors compter le nombre de franges dont l'intensité est supérieure à  $I_{max}/2$  sur la trace d'autocorrélation. On obtient alors la durée à mi-hauteur de cette dernière. A titre d'exemple, l'impulsion de la figure 3.2 possède un spectre centré à  $\lambda_0 = 800nm$ . La période de l'interfrange est donc égale à  $\kappa = 2.66$  fs. Sur l'interférogramme, on a 6 franges dont l'intensité est supérieure à 4, la durée de l'impulsion (supposée gaussienne temporellement) est donc de 10 fs environ. Cette technique de mesure et la théorie associée sont traitées en détails dans la référence [2].

La technique d'autocorrélation, malgré sa robustesse, souffre d'un inconvénient majeur : l'hypothèse émise sur la forme de l'impulsion. En effet, si pour des spectres peu modulés, l'hypothèse est justifiée, pour des spectres très larges et très modulés, il n'en va pas de même et la durée calculée est alors erronée. De plus, avec cette technique, on n'a pas accès à la phase spectrale de l'impulsion, qui pour des impulsions très courtes est une information importante. Il existe donc des méthodes de mesures donnant accès à la fois à l'intensité temporelle mais également à la phase spectrale de l'impulsion mesurée. Nous allons en présenter deux d'entre elles.

### 3.3 La technique SPIDER

La technique de SPIDER (Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction) [3, 4] est dérivée de la technique d'interférométrie spectrale à décalage [5, 6]. Cette technique est fondée sur le principe qu'introduire un décalage (ou "shear") spectral entre deux répliques d'une impulsion, permet une mesure interférométrique auto-référencée de la phase spectrale de cette impulsion. Le schéma de principe du SPIDER est représenté sur la figure 3.3.

L'impulsion à mesurer dont le champ électrique est  $E(t)$  est divisée en deux bras d'intensités inégales

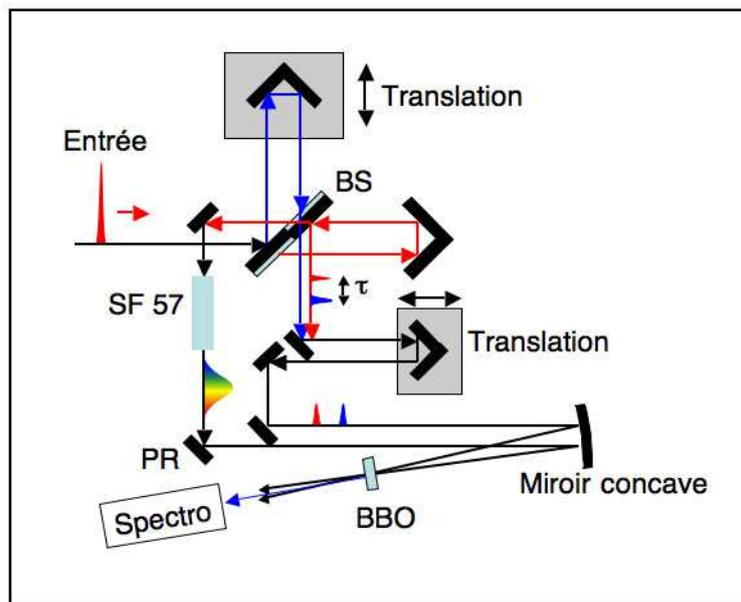


FIG. 3.3 – Schéma de principe d'un dispositif SPIDER. BS : lame séparatrice ultra-large bande traitée anti-reflet sur une face (partie bleue) et non traitée sur l'autre face (partie noire). SF 57 : bloc de verre dispersif permettant d'étirer temporellement l'impulsion.  $\tau$  : délai entre les répliques de l'impulsion à mesurer. PR : périscope croisé permettant de changer la polarisation de l'impulsion étirée. BBO : cristal de BBO (type 2) de  $20 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Spectro : spectromètre.

à l'aide d'une lame séparatrice ou d'une réflexion vitreuse. Le bras 1 (peu intense) est composé d'un interféromètre qui fournit deux répliques de l'impulsion à mesurer séparées d'un délai  $\tau$ . Le bras 2 (plus intense) est constitué d'un dispositif permettant d'introduire une quantité fixée de GDD (paire de réseaux, bloc de verre) afin d'étirer temporellement l'impulsion qui le traverse. Les signaux issus des deux bras sont focalisés à l'aide d'une optique réflective et synchronisés temporellement à l'aide d'une ligne à retard sur un cristal non linéaire afin de générer un signal à deux fois la fréquence fondamentale. Ce signal est ensuite mesuré à l'aide d'un spectromètre.

C'est le doublage de fréquence des deux répliques avec l'impulsion étirée temporellement qui conduit au décalage spectral. Cette dernière doit être étirée de façon à ce que sa fréquence instantanée soit constante sur la durée de l'impulsion à mesurer. Les deux répliques séparées par un délai  $\tau$ , très supérieur à la durée de l'impulsion à mesurer  $\tau_p$ , vont être converties avec des portions ayant des fréquences instantanées différentes de l'impulsion étirée. L'intensité spectrale résultante  $I_{SPIDER}(\omega)$  peut alors s'écrire

comme :

$$I_{SPIDER}(\omega) = |E(\omega)|^2 + |E(\omega + \delta\omega)|^2 + 2|E(\omega)E(\omega + \delta\omega)| \times \cos(\phi(\omega + \delta\omega) - \phi(\omega) + \omega\tau) \quad (3.2)$$

où  $\delta\omega$  est le décalage spectral. Les champs électriques sont ceux des deux répliques décalées en fréquence. L'information sur la phase spectrale, contenue dans l'argument du cosinus, peut être extraite à l'aide d'un algorithme non itératif dont le principe est donné dans la publication [7]. Le délai  $\tau$  est déterminé par interférométrie spectrale des deux répliques à l'issue de l'interféromètre. Après soustraction du terme linéaire  $\omega\tau$ , on obtient la phase spectrale  $\phi(\omega)$  aux fréquences  $\omega_i = \omega_0 + i\delta\omega$  ( $i \in \mathbf{N}$ ) :

$$\Delta\phi(\omega_i) = \phi(\omega_i + i\delta\omega) - \phi(\omega_i) = \phi(\omega_{i+1}) - \phi(\omega_i) \quad (3.3)$$

Cette relation peut s'écrire :

$$\phi(\omega_{i+1}) = \phi(\omega_i) + \Delta\phi(\omega_i) \quad (3.4)$$

Si on continue la récurrence jusqu'au premier terme on obtient :

$$\phi(\omega_{i+1}) = \phi(\omega_1) + \Delta\phi(\omega_1) + \dots + \Delta\phi(\omega_i) \quad (3.5)$$

Le terme de phase constante  $\phi(\omega_1)$  reste indéterminé. Toutefois il représente simplement un offset de phase spectrale qui n'affecte pas la forme temporelle de l'impulsion, on peut donc fixer sa valeur arbitrairement à zéro. On obtient alors une relation pour la phase spectrale qui est :

$$\phi(\omega_{i+1}) = \sum_{n=1}^i \Delta\phi(\omega_n) \quad (3.6)$$

Si le décalage spectral est faible en comparaison avec la variation de la phase, les termes  $\Delta\phi(\omega_n)$  peuvent être approximés par la dérivée première de la phase spectrale [4]. Dans ce cas, la phase spectrale est obtenue par une intégration simple :

$$\phi(\omega) \approx \frac{1}{\delta\omega} \int \Delta\phi(\omega) d\omega \quad (3.7)$$

Finalement, la valeur complexe du champ électrique de l'impulsion  $E(\omega)$  est obtenue à partir de la phase spectrale calculée et la mesure indépendante du spectre de l'impulsion. Une transformée de Fourier permet alors d'obtenir le profil d'intensité temporelle de l'impulsion. La figure 3.4 a) représente l'intensité temporelle reconstruite et la phase spectrale mesurée d'une impulsion de durée 10 fs. Le signal SPIDER et le spectre associé sont représentés sur la figure 3.4 b). Cette technique possède l'avantage d'être peu sensible au bruit et ce sur une large plage de variation des deux principaux paramètres ajustables par l'utilisateur (le délai  $\tau$  et la quantité de GDD introduite) [8] ce qui permet d'avoir une reconstruction précise de l'intensité temporelle de l'impulsion à caractériser.

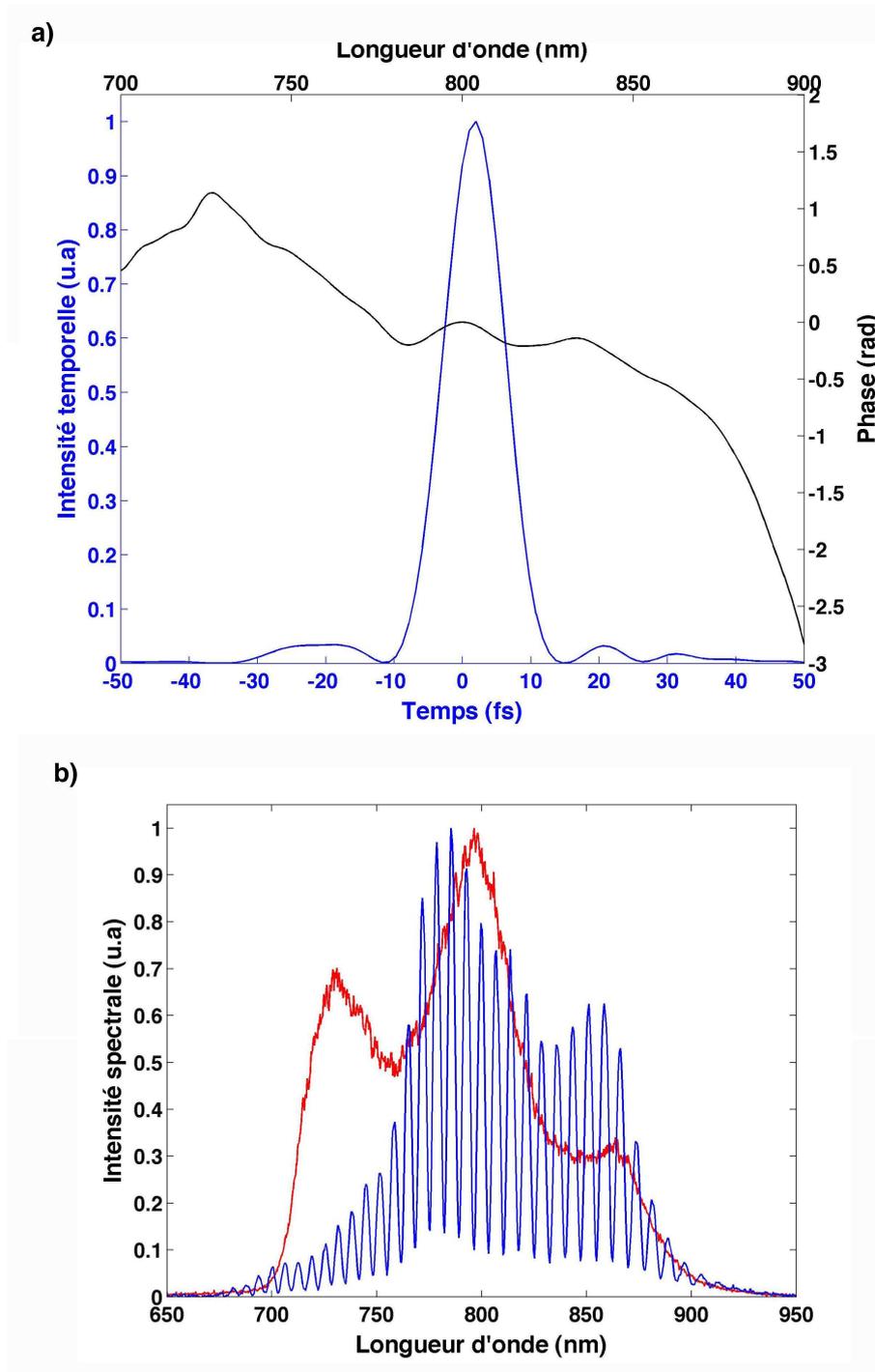


FIG. 3.4 – Mesure SPIDER d’une impulsion de durée 10 fs : a) Intensité temporelle (en bleu) et phase spectrale (en noir). b) Spectre (en rouge) et signal SPIDER (en bleu) associés.

### 3.4 La technique FROG

Une autre méthode de caractérisation complète d'impulsions lumineuse est la technique FROG (Frequency Resolved Optical Gating) [9, 10]. La mesure s'effectue non pas dans le domaine temporel (comme dans le cas de l'autocorrélation) mais dans l'espace 'temps-fréquences'. En effet, on peut voir la mesure FROG comme une autocorrélation résolue spectralement. Le résultat de la mesure est un spectrogramme temps-fréquences à partir duquel un algorithme itératif reconstruit l'intensité temporelle et la phase spectrale de l'impulsion à mesurer. Le schéma de principe du FROG est représenté sur la figure 3.5.

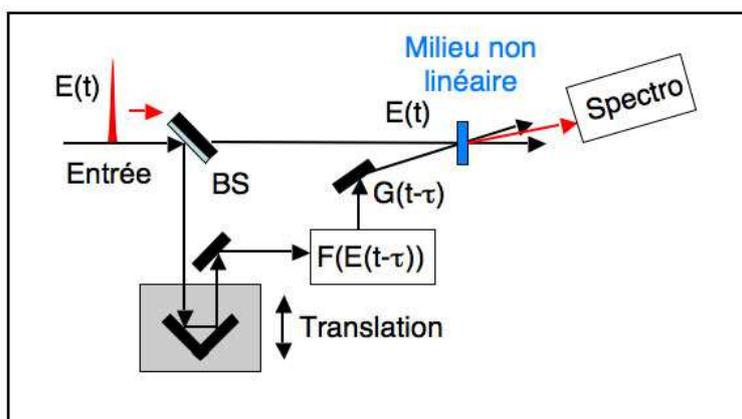


FIG. 3.5 – Schéma de principe d'un dispositif FROG. BS : lame séparatrice 50/50 traitée ultra-large bande.  $E(t)$  champ électrique de l'impulsion à mesurer.  $G(t-\tau)$  : forme de l'impulsion (retardée d'un délai  $\tau$  par rapport à l'impulsion à mesurer) et jouant le rôle de porte temporelle nécessaire à la mesure. Spectro : spectromètre.

L'impulsion à mesurer dont le champ électrique est  $E(t)$  interagit dans un milieu non linéaire avec une fonction porte décalable en temps  $G(t - \tau)$ ,  $\tau$  étant la durée du décalage temporel. Le signal généré lors de l'interaction non linéaire peut s'exprimer comme :  $E_{signal}(t, \tau) = E(t)G(t - \tau)$ . Un spectromètre permet ensuite de mesurer l'intensité spectrale  $I_{FROG}(\omega)$  pour différentes valeurs du délai  $\tau$ . L'ensemble de ces spectres est appelé spectrogramme. Une expression mathématique rigoureuse du spectrogramme est :

$$I_{FROG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)G(t - \tau)e^{-j\omega t} dt \right|^2 \quad (3.8)$$

La fonction porte  $G$  est ce qui permet de différencier les différents types de mesures FROG [10]. Afin de fixer les choses, nous allons nous restreindre à la méthode FROG à génération de seconde harmonique (Second Harmonic Generation FROG). Dans ce cas, la fonction porte est l'impulsion elle-même mais retardée d'un délai  $\tau$  par rapport à l'autre impulsion. Les deux faisceaux sont focalisés en géométrie non colinéaire sur un cristal non linéaire (BBO par exemple). Le signal FROG est alors analysé à l'aide d'un spectromètre pour différentes valeurs de  $\tau$ . La trace FROG peut s'exprimer comme suit :

$$I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} E(t)E(t - \tau)e^{-j\omega t} dt \right|^2 \quad (3.9)$$

Il s'agit maintenant de déterminer complètement le champ électrique  $E(t)$  de l'impulsion à partir de ce spectrogramme. Considérons que  $E_{signal}(t, \tau)$  est la transformée de Fourier par rapport à  $\tau$  d'une quantité nouvelle :  $E_{signal}(t, \Omega)$ . Il est important de remarquer qu'une fois  $E_{signal}(t, \Omega)$  connue,  $E(t)$  s'obtient facilement comme  $E(t) = E_{signal}(t, \Omega = 0)$  (à une constante complexe multiplicative près, mais qui ne présente que peu d'intérêt pour la mesure). Il nous suffit donc de connaître  $E_{signal}(t, \Omega)$ . Pour cela, il convient de transformer l'expression (3.9) comme :

$$I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} E_{signal}(t, \Omega) e^{-j\omega t - j\Omega \tau} dt d\Omega \right|^2 \quad (3.10)$$

On voit ici que la quantité mesurée  $I_{FROG}^{SHG}(\omega, \tau)$  est le carré du module de la transformée de Fourier 2D de  $E_{signal}(t, \Omega)$ . Le spectrogramme permet donc de connaître directement l'amplitude temporelle mais pas la phase spectrale de la transformée de Fourier 2D de la quantité  $E_{signal}(t, \Omega)$ . Le problème est donc de trouver la phase de la transformée de Fourier de  $E_{signal}(t, \Omega)$ . C'est donc un problème de calcul inverse de phase à 2D [11]. Ce problème possède une solution pour autant que l'on connaisse la forme mathématique de  $E_{signal}(t, \Omega)$ , ce qui est le cas ici :  $E_{signal}(t, \tau) = E(t)E(t - \tau)$ . Plus de détails sur l'algorithme utilisé peuvent être trouvés dans la publication [10].

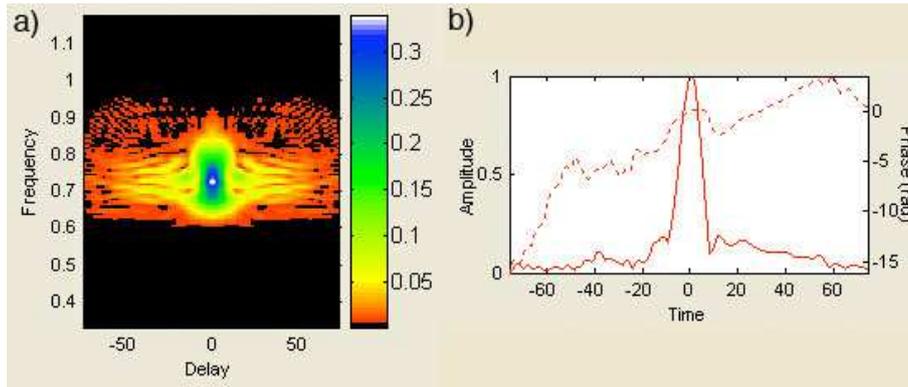


FIG. 3.6 – a) Spectrogramme FROG représentant le spectre mesuré en fonction de délai  $\tau$  entre l'impulsion à mesurer et la fonction porte  $G(t-\tau)$ . b) Intensité (trait plein) et phase (trait pointillés) temporelles mesurées d'une impulsion de durée 8 fs environ.

Une fois l'amplitude temporelle et la phase spectrale de l'impulsion calculées, la caractérisation est complète. La figure 3.6 montre le spectrogramme FROG ainsi que l'intensité temporelle reconstruite d'une impulsion de durée 8 fs.

### 3.5 Corrélateur du troisième ordre à grande dynamique

On a évoqué dans le premier chapitre de ce manuscrit que le contraste temporel d'une impulsion femtoseconde est un critère de qualité qu'il est bon de déterminer. Pour mesurer le profil temporel sur une grande dynamique d'une impulsion, on utilise un corrélateur du troisième ordre à grande dynamique.

L' appareil que nous avons utilisé, permet de mesurer le contraste d'impulsions de durée 20 fs sur 10 ordres de grandeurs. Le schéma de principe de ce type de corrélateur est représenté sur la figure 3.7. L'impulsion traverse d'abord un atténuateur variable qui permet de réaliser la mesure sur une grande

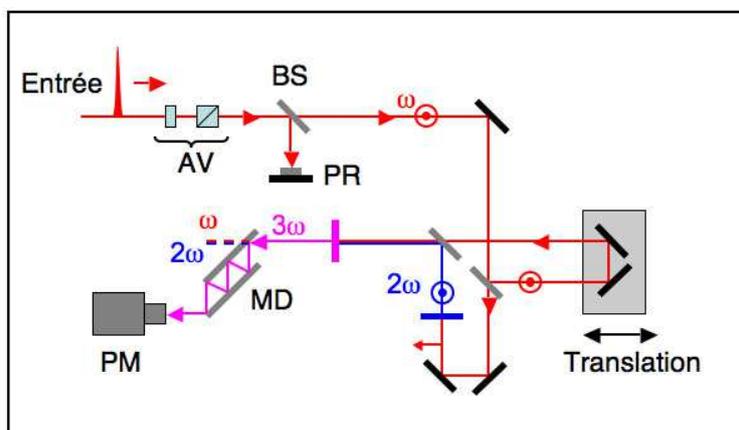


FIG. 3.7 – Schéma de principe d'un corrélateur grande dynamique. Le signal fondamental est noté  $\omega$ , les signaux à la fréquence double et triple sont respectivement notés  $2\omega$  et  $3\omega$ . L'état de polarisation de chaque signal est également représenté. AV : atténuateur variable composé d'un polariseur et d'une lame demi-onde. BS : lame séparatrice permettant de réfléchir une faible partie (environ 1%) du signal d'entrée et de l'envoyer vers la photodiode de référence (PR). MD : miroirs dichroïques permettant de transmettre uniquement le signal à la fréquence triple vers le photomultiplicateur (PM).

dynamique. En effet, afin de pouvoir extraire de l'information aux délais élevés, l'intensité doit être importante. En revanche, pour les délais proches de zéro, il faut diminuer l'intensité afin de ne pas saturer le photomultiplicateur (PM). Afin de s'affranchir des fluctuations tir à tir du laser, le signal mesuré par le PM est normalisé par le signal fourni par une photodiode de référence. La limite de dynamique est donnée par la plage de linéarité de la réponse de la photodiode et du PM.

Le faisceau est ensuite séparé en deux voies. Sur l'une d'elles, le faisceau est doublé en fréquence. Sur l'autre voie, le faisceau à la fréquence fondamentale est envoyée sur une ligne à retard motorisée. Le signal à la fréquence triple est généré dans un cristal additionneur de fréquence. Il est ensuite séparé des deux autres signaux par des miroirs dichroïques, puis envoyé vers le PM.

Dans le cas d'une corrélation d'ordre 3, le signal mesuré peut s'exprimer comme :

$$S_{3\omega}(\tau) = \int_{-\infty}^{+\infty} I_{2\omega}(t)I_{\omega}(t - \tau)dt \quad (3.11)$$

Dans cette expression, on voit que la durée de l'impulsion à  $2\omega$  va influencer sur la forme de la fonction de corrélation. Il a été montré que le contraste donné par la fonction de corrélation est le contraste réel si la durée de l'impulsion issue du doublage est inférieure à celle de l'impulsion caractériser [12]. La figure 3.8 montre la trace de corrélation d'une impulsion de 24 fs mesurée à l'aide d'un Séquoia (Amplitude Technologies). Le contraste est de  $7.10^5$  pour un délai de 3 ps et de  $3.10^8$  à un délai de 15 ps. Le niveau d'ASE est d'environ  $2.10^{-8}$ .

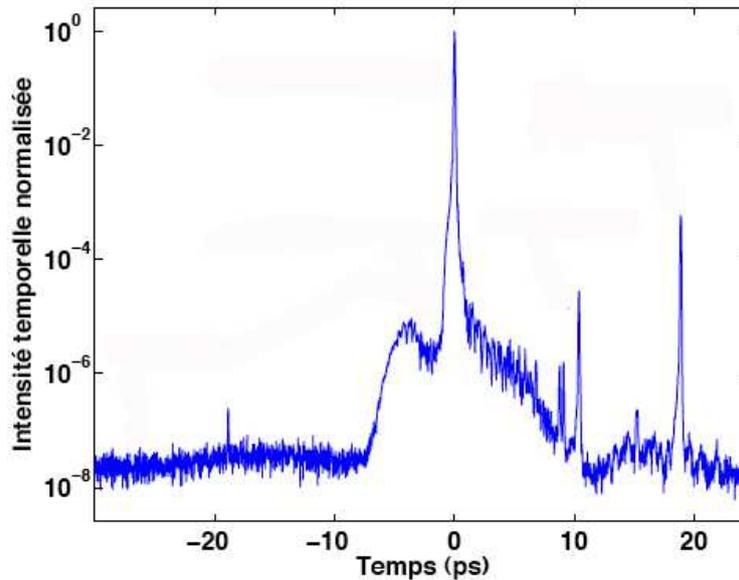


FIG. 3.8 – Trace de corrélation grande dynamique d’une impulsion lumineuse issue du système commercial Femtopower. L’impulsion possède une durée de 24 fs et une énergie de 1.26 mJ. Le contraste mesuré à 40 ps est de  $8.10^7$  environ. Les fronts avant et arrière de l’impulsion sont situés respectivement vers les temps négatifs et positifs.

### 3.6 Conclusion

Une large palette de techniques est disponible afin de caractériser les impulsions femtosecondes de façon précise et complète. Toutes les techniques citées précédemment sont utilisables pour la mesure d’impulsions de quelques cycles optiques [13, 14, 15]. En effet, l’utilisation d’éléments optiques adaptés aux faibles durées d’impulsions (utilisation d’optiques réfléchives, de lames séparatrices et de cristaux non linéaires minces...) ainsi qu’une calibration des dispositifs de mesures (spectromètre...), permettent une caractérisation fiable d’impulsions ultra-brèves. La technique d’autocorrélation du second ordre possède l’avantage d’être la plus simple et la plus robuste, elle ne donne toutefois pas accès de manière quantitative à la phase spectrale de l’impulsion à caractériser. La technique SPIDER permet elle, une mesure directe de la phase spectrale et de l’amplitude spectrale de l’impulsion. Le profil d’intensité temporelle est reconstruit par transformée de Fourier inverse ce qui permet un temps de calcul très court. Toutefois la mesure du “shear”  $\delta\omega$  est critique pour la justesse de la mesure. Enfin la technique FROG permet de reconstruire le profil d’intensité temporelle et la phase spectrale de l’impulsion grâce à un algorithme itératif, son principal avantage est un dispositif expérimental simple. Toutefois, le résultat de la mesure n’est pas obtenu de manière directe ce qui peut entacher la mesure d’erreur.

# Bibliographie

- [1] Diels J. C., Fontaine J. J., McMichael I. C. and Simoni F., "Control and measurement of ultrashort pulse shapes (in amplitude and phase) with femtosecond accuracy", **Appl. Optics** Vol. 24, p 1270-1282 (1985).
- [2] Rullière C., "Femtosecond laser pulses", Chapitre 7 (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998).
- [3] Iaconis C., Walmsley I. A., "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses", **Optics Letters** Vol. 23 No. 10, p 792-794 (1998).
- [4] Iaconis C., Walmsley I. A., "Self-Referencing Spectral Interferometry for Measuring Ultrashort Optical Pulses", **IEEE J. of Quant. Elect.** Vol. 35, p 501 (1999).
- [5] Wong V., Walmsley I. A., "Linear filter analysis of methods for ultra-short-pulse-shape measurement", **Sov. J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 12, p 1491-1499 (1995).
- [6] Wong V., Walmsley I. A., "Analysis of ultrashort pulse measurement using linear interferometry", **Optics Letters** Vol. 15, p 287-289 (1994).
- [7] Takeda M., Ina H., Kobayashi S., "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry", **J. Opt. Soc. Am.** Vol. 72, p 156 (1982).
- [8] Anderson M. E., De Araujo L. E. E., Kosik E. M. and Walmsley I. A., "The effects of noise on ultrashort-optical-pulse measurement using SPIDER", **Appl. Phys. B** Vol. 70 (suppl.), p 85-93 (2000).
- [9] Kane D. J., Trebino R., "Single-shot measurement of the intensity and phase of an arbitrary ultrashort pulse by using frequency-resolved optical gating", **Optics Letters** Vol. 18 No. 10, p 823-825 (1993).

- [10] Trebino R., DeLong K. W., Fittingoff D. N., Sweetser J. N., Krumbügel A., Richmann A. and Kane D. J., "Measuring ultrashort laser pulses in the time-frequency domain using frequency-resolved optical gating", **Rev. Sci. Instrum.** Vol. 68 No. 9, p 3277-3295 (1997).
- [11] Stark H., "Image Recovery : Theory and Application", (Academic, Orlando, 1987).
- [12] Chériaux G., "Influence des distorsions de phase sur le profil temporel 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 titane", Thèse de doctorat de l'Université Paris Sud (1997).
- [13] Li L., Kusaka S., Karasawa N., Morita R., Shigekawa H. and Yamashita M., "Amplitude and phase characterization of 5.0fs optical pulses using spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction", **Jpn. J. Appl. Phys.** Vol. 40, p L684-L687 (2001).
- [14] Akturk S., D'amico C. and Mysyrowicz A., "Measuring ultrashort pulses in the single-cycle regime using frequency-resolved optical gating", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol.26 No.6, pA63-A69 (2008).
- [15] Stibenz G., Ropers C., Lienau Ch., Warmuth Ch., Wyatt A. S., Walmsley I. A. and Steinmeyer G., "Advanced methods for the characterization of few-cycle light pulses : a comparison", **Appl. Phys. B** Vol. 83, p511-519 (2006).

## **Deuxième partie**

# **Développement d'un laser CPA multi-mJ, sub-25 fs à 1 kHz**

# Chapitre 1

## Introduction

Cette partie décrit le travail de développement et de caractérisation des performances de la chaîne laser CPA mise en place au sein du laboratoire en salle noire. Cette source laser est destinée à la réalisation d'expériences d'interaction laser-matière à très haute intensité (de l'ordre de  $10^{18} \text{ W.cm}^{-2}$ ). Le but est la génération d'impulsions attosecondes uniques grâce à la génération d'harmoniques d'ordres élevés sur cible solide au kilo Hertz. Ces expériences nécessitent une source laser multi-mJ, délivrant des impulsions dont la durée soit de l'ordre de 20 fs avec un taux de répétition de 1 kHz et un haut niveau de contraste (au moins  $10^{10}$ ). Il est également nécessaire que la CEP  $\phi_0$  des impulsions issues de la chaîne soit stabilisée. La conception d'une telle source n'est pas aisée. Nous voulions une source laser d'architecture simple mais fiable et dont l'utilisation et la maintenance soient aussi aisées que possible. La configuration que nous avons choisie est la suivante :

- Un oscillateur large bande, stabilisé en CEP.
- Un étireur composé d'un bloc de verre et d'un Dazzler.
- Un premier étage d'amplification permettant de passer au niveau d'énergie mJ.
- Un second étage d'amplification délivrant des impulsions dont l'énergie vaut quelques mJ.
- Un compresseur hybride composé d'une ligne à prismes et de miroirs chirpés.
- Un dispositif commercial de stabilisation de la CEP à 1 kHz.

Le choix a été fait de ne concevoir ni l'oscillateur, ni le premier étage d'amplification, mais de tirer parti de la technologie existante et disponible commercialement. Un système CPA complet a donc été acheté auprès de la société Femtolasers GmbH. Ce système délivre des impulsions d'une durée de 27 fs ayant une énergie de  $800 \mu\text{J}$  et ce à une cadence de 1 kHz. Le système est stabilisé en CEP à l'aide d'un dispositif commercial de stabilisation de la phase (Menlo-system GmbH). L'amplificateur de ce système est de type multi-passages (10 passages) et délivre des impulsions ayant une énergie égale à 2 mJ. Le faisceau issu de ce premier amplificateur est ensuite utilisé pour injecter un second étage d'amplification que nous avons développé au laboratoire. Le second amplificateur multi-passages est constitué de trois passages et délivre des impulsions dont l'énergie vaut 6 mJ.

Pour pomper ces deux étages d'amplification, nous avons choisi de n'utiliser qu'un seul laser de pompe (principalement pour limiter les coûts). C'est un laser de type Nd : YLF doublé en fréquence délivrant des impulsions d'énergie 50 mJ à 1 kHz. Un module permet de séparer le faisceau en deux parties et ainsi de pomper les deux étages d'amplification.

Toutefois, avant d'amplifier les impulsions issues du premier étage à des énergies plus importantes, il est nécessaire d'augmenter leur facteur d'étirement temporel. Cette opération est incontournable si on veut éviter d'une part d'endommager les optiques du second étage d'amplification et d'autre part limiter les effets non linéaires dans ce dernier. La gestion de la durée des impulsions étirées (et donc de la dispersion du temps de groupe de celles-ci) est réalisée de façon dynamique grâce à un Dazzler disposé dans le premier étage d'amplification. Comme nous le verrons dans la suite, le choix du type de Dazzler et de son emplacement au sein de la chaîne répond à des exigences précises.

Enfin il est nécessaire de comprimer temporellement les impulsions issues du second étage d'amplification. La compression temporelle des impulsions en sortie de chaîne n'étant pas réalisable avec un compresseur à réseaux (à cause de la nature de l'étireur de la chaîne), nous avons opté pour un étage de compression constitué d'une ligne à prismes et de miroirs chirpés. Cette architecture permet, comme on va le voir, de comprimer temporellement les impulsions jusqu'à une durée proche de la limite de Fourier. Après compression, l'impulsion possède une durée de 22 fs et une énergie de 4 mJ. L'efficacité totale de ce système est de 67 %, ce qui est excellent. De plus elle est invariante dans le temps, contrairement aux compresseurs à réseaux. Le choix d'un compresseur à prismes se justifie également par le fait que l'on souhaite stabiliser la CEP des impulsions issues de la chaîne. Or, il a été montré que les variations de CEP dues aux variations de distance (de l'ordre du micromètre) entre les éléments optiques du compresseur sont beaucoup moins importantes dans le cas d'une ligne à prismes que dans le cas d'un compresseur à réseaux [10]. L'optimisation de la compression temporelle des impulsions est effectuée grâce à un dispositif semi-automatique de mesure et de compensation de la phase spectrale résiduelle. Ce dispositif est appelé Dazzlerscope et a été développé en partenariat avec la société Faslite. Cette technique permet de compenser les termes de phase résiduels. Cet appareil a été testé pour la première fois en salle noire et semble être d'une grande efficacité.

## Chapitre 2

# Développement d'une source CPA 24 fs, 1,26 mJ, à 1 kHz, stabilisée en phase

### Sommaire

<b>2.1 Introduction</b>	<b>64</b>
<b>2.2 Le système commercial stabilisé en CEP</b>	<b>64</b>
2.2.1 Oscillateur stabilisé en CEP	64
2.2.2 Amplificateur multipassages	66
Caractéristiques spatiales	68
Caractéristiques spectrales	68
2.2.3 Caractéristiques temporelles des impulsions	69
2.2.4 Stabilisation de la CEP	73
<b>2.3 Amélioration des performances du système commercial</b>	<b>74</b>
2.3.1 Compresseur hybride	74
2.3.2 Source 24 fs - 1,26 mJ à 1 kHz, stabilisée en CEP	77
2.3.3 Stabilisation de la CEP	80
<b>2.4 Conclusion</b>	<b>80</b>



deux miroirs plans dont l'un est totalement réfléchissant (M4) et l'autre possède une transmission de quelques % (OC). Le blocage de mode est atteint en déplaçant le miroir M2 de façon brève à l'aide d'un bouton poussoir ce qui permet d'introduire des pertes dans le mode continu privilégiant ainsi le mode impulsionnel. A l'intérieur de la cavité une paire de wedges (W) en silice montés sur une translation piezo-électrique permet de fixer la valeur de  $\Delta\phi_0$ . La compensation de la dispersion intra-cavité s'effectue à l'aide de miroirs chirpés (CM1-CM2). Le cristal est pompé par un laser de type Verdi (Coherent) émettant à 532 nm. La puissance de pompe est de 2,9 W.

Le spectre émis par l'oscillateur est représenté sur la figure 2.2 a). Il possède une largeur spectrale à mi-hauteur de 220 nm. La forme du spectre n'est pas gaussienne et montre des modulations importantes. Ces modulations sont dues au couplage entre la phase spectrale de l'impulsion et son spectre, couplage dû à l'auto-modulation de phase dans le cristal de saphir dopé titane de l'oscillateur. En effet La durée à mi-hauteur en intensité de l'impulsion est de 6,8 fs, valeur donnée par un calcul de transformée de Fourier du spectre mesuré en supposant une phase spectrale nulle (cf figure 2.2 b)). Après avoir traversé

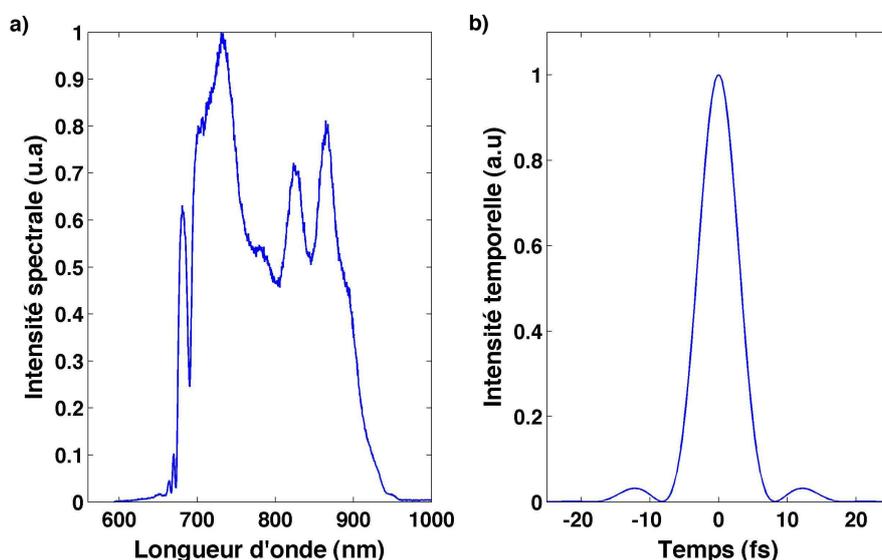


FIG. 2.2 – a) Mesure du spectre issu de l'oscillateur et b) calcul du profil temporel par transformée de Fourier (en supposant une phase spectrale plate). Le spectre a une largeur à mi-hauteur de 220 nm. La durée à mi-hauteur en intensité de l'impulsion est de 6,8 fs.

le miroir OC, la phase spectrale de l'impulsion est compensée par une paire de miroirs chirpés (CM3-CM4) afin d'avoir une impulsion dont la durée est minimale. Vient ensuite le dispositif d'interférométrie non linéaire (cf. Partie 1) qui permet de stabiliser la CEP en boucle rapide à 78 MHz. L'impulsion est focalisée à l'aide d'un miroir concave dans un cristal de PPLN (Periodically Poled Lithium Niobate). L'intensité dans le cristal est telle, que le spectre déjà très large de l'impulsion s'élargit encore plus par auto-modulation de phase. Dans le cristal, on effectue la différence de fréquence (DFG) entre la partie haute fréquence du spectre obtenu par DFG et la partie basse fréquence du spectre fondamental élargi (cf figure 2.3) [12]. On obtient une note de battement dans l'infrarouge à la fréquence  $f_{ceo}$ . Ce signal est collimaté par un second miroir concave et est dirigé à l'aide d'un miroir dichroïque (DM) vers une photodiode (PD) de mesure. Celle-ci est couplée à un fréquence mètre permettant de mesurer  $f_{ceo}$  et au

boîtier de l'électronique de stabilisation de la CEP. La stabilisation de la fréquence  $f_{ceo}$  (et donc de la CEP) est effectuée en modulant l'intensité du laser de pompe de l'oscillateur. La fluctuation de la CEP est d'environ 50 mrad (valeur rms) sur une durée de plusieurs heures.

L'impulsion issue de l'oscillateur va traverser un isolateur optique (FI) afin d'éviter tout retour de l'amplificateur vers l'oscillateur. Elle va ensuite être étirée jusqu'à une durée d'environ 5 ps grâce à un étireur constitué d'un bloc de verre (type SF 57) très dispersif.

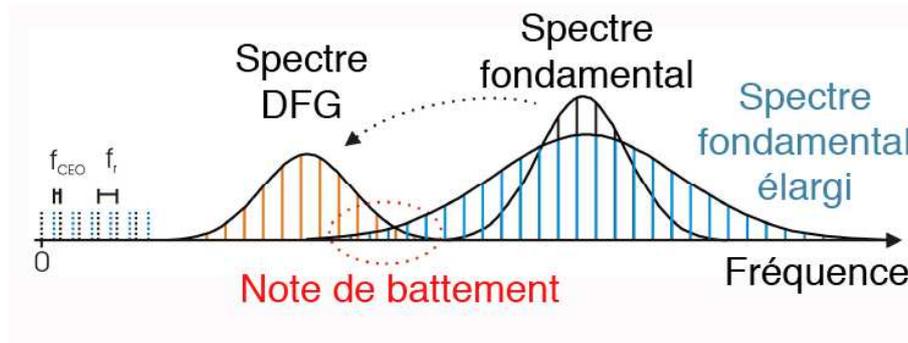


FIG. 2.3 – Schéma de principe de la génération de la note de battement à la fréquence  $f_{ceo}$  avec un dispositif utilisant la différence de fréquence dans un cristal de PPLN. L'impulsion issue de l'oscillateur est focalisée dans le cristal de PPLN. Dû à l'intensité élevée, de nouvelles composantes spectrales vont être générées par auto-modulation de phase. Le cristal de PPLN permet d'effectuer la différence de fréquence (DFG) entre la partie haute et basse fréquence de ce continuum. Dans la zone spectrale de recouvrement, le continuum et le spectre généré par DFG vont interférer donnant naissance dans le domaine temporel à une note de battement dont la fréquence est  $f_{ceo}$ .

## 2.2.2 Amplificateur multipassages

L'amplificateur multipassages est le premier réalisé par Femtolasers sur son système stabilisé en phase qui délivre des impulsions d'énergie égale à 2 mJ à une cadence de 1 kHz.

L'amplificateur est pompé par un laser de pompe type Nd : YLF (PI 50, Photonics Industries). Le laser de pompe délivre des impulsions d'énergie égale à 50 mJ à 527 nm et à une cadence de 1 kHz. Un module constitué d'une lame séparatrice permet de prélever les 11 W de puissance nécessaires pour pomper ce premier étage d'amplification commercial. Le reste de la puissance disponible sera ensuite utilisé pour pomper le second étage d'amplification comme nous le verrons au chapitre 3.

Le schéma de l'amplificateur est représenté sur la figure 2.4. L'amplificateur compte 10 passages répartis comme suit :

- Les 8 premiers passages permettent de passer d'une énergie de quelque nano joules à une énergie de  $400\mu\text{J}$ . Ceci est réalisé à l'intérieur d'une cavité de type "bow tie". Deux miroirs concaves (AFM1 et AFM2) sont placés de part et d'autre du cryostat contenant le cristal. Des miroirs de repli (ARR1A-B et ARR2A-B) permettent d'effectuer la totalité des 8 passages : 2 séries de 4 passages décalés en hauteur. Le train d'impulsions à 78 MHz délivré par l'oscillateur traverse les quatre premiers passages. Le gain obtenu est alors d'un facteur 2500 environ. Le faisceau traverse ensuite le filtre acousto-optique dispersif programmable (Dazzler) puis la cellule de Pockels (PC) entourée de deux polariseurs (APBS1

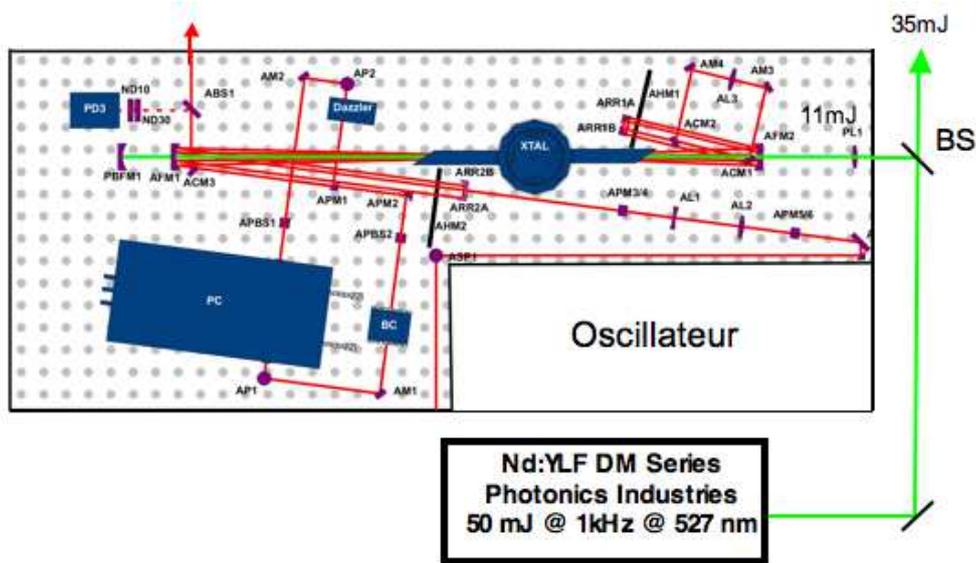


FIG. 2.4 – Schéma de l’amplificateur du système commercial. L’amplificateur est constitué de 10 passages et délivre des impulsions ayant une énergie de 2 mJ à une cadence de 1 kHz. Le cristal est pompé avec une puissance de 11 W (à 527 nm) et refroidi à 193°K dans un cryostat (XTAL). L’amplificateur est constitué de 8 passage (architecture de type “bow tie”) auxquels s’ajoutent deux passages supplémentaires. Le Dazzler et la cellule de Pockels (PC) sont placés après le quatrième passage.

et APBS2). Cette dernière permet de sélectionner une impulsion toute les milli secondes. Après la cellule de Pockels, on a donc un train d’impulsions à 1 kHz. Ce train va ensuite traverser les 4 derniers passages du “bow tie”. Un jeu de masques (AHM1 et AHM2) permettent de diminuer le niveau d’ASE par un effet de filtrage spatial.

- Après le huitième passage, le faisceau traverse un télescope à lentilles qui permet d’effectuer l’adaptation de faisceaux pour le neuvième passage. L’impulsion possède alors une énergie de 1 mJ environ.
- Enfin une lentille focalise le faisceau dans le cristal pour le dernier passage. En sortie d’amplificateur, l’impulsion possède une énergie de 2 mJ. Le niveau d’ASE (obtenu en bloquant l’injection de l’amplificateur) est de 40  $\mu$ J environ.

L’originalité de ce montage est le fait que le Dazzler soit placé dans l’amplificateur après le quatrième passage. Il faut noter que le Dazzler que nous avons choisi est de type HR800. Nous avons opté pour ce modèle (plutôt que le modèle UWB800, habituellement utilisé) car il permet d’introduire la quantité nécessaire de dispersion d’ordre 2 pour étirer l’impulsion jusqu’à 10 ps. Cet étirement supplémentaire était nécessaire pour l’amplification de la sortie de cet étage jusqu’à un niveau multi-mJ. Ce Dazzler permet également d’introduire suffisamment de dispersion d’ordre 3 positive pour compenser la valeur élevée d’ordre 3 négatif introduite par le compresseur à 6 prismes de la chaîne multi-mJ. La longueur du cristal de TeO<sub>2</sub> de ce Dazzler est de 45 mm.

Pour avoir une bonne efficacité de transmission, l’onde acoustique doit remplir suffisamment le cristal. Or avec les quantités de dispersion nécessaires pour le système commercial, ce n’était pas le cas. En effet, le Dazzler placé après l’oscillateur et avant l’amplificateur ne présentait pas une efficacité de transmission suffisante sur la large bande spectrale issue de l’oscillateur. Cela conduisait à un signal d’injection trop peu énergétique de l’amplificateur, ce qui avait pour conséquence d’augmenter le niveau relatif

d'ASE [2, 3] conduisant à un contraste d'environ 6 ordres de grandeurs, ce qui est bien trop peu. Une solution à ce problème a été trouvée en collaboration avec Femtolasers et J. Seres (Université de Vienne, Autriche) : placer le Dazzler dans l'amplificateur. Cela permet d'une part, d'injecter le Dazzler avec un signal plus énergétique (tout en restant dans les normes imposées par le fabricant : le seuil de dommage est de  $100 \text{ MW.cm}^{-2}$  en régime picoseconde) et d'autre part, de limiter la bande spectrale injectée dans le Dazzler (ce qui est réalisé naturellement par le rétrécissement par le gain lors de l'amplification).

Enfin afin d'augmenter encore l'efficacité de diffraction du Dazzler, nous avons sur-étiré l'impulsion en doublant la longueur du bloc de verre SF57 de l'étireur (environ  $+22000 \text{ fs}^2$ ). Nous avons ensuite compensé cette dispersion d'ordre 2 supplémentaire avec l'onde acoustique du Dazzler. Ainsi, l'onde acoustique remplit mieux le cristal de  $\text{TeO}_2$  et l'efficacité du Dazzler s'en trouve améliorée.

### Caractéristiques spatiales

Nous avons mesuré à l'aide d'une caméra (type WinCam DV) le profil spatial d'intensité du faisceau issu de l'amplificateur. Le profil est présenté sur la figure 2.5. Le faisceau semble dépourvu de points chauds. Les diamètres à mi-hauteur en intensité sont  $\Phi_x = 2830 \mu\text{m}$  et  $\Phi_y = 2367 \mu\text{m}$ . Le faisceau est donc légèrement elliptique (ellipticité  $\Phi_x/\Phi_y = 0.83$ ), on peut attribuer cette ellipticité à la géométrie des passages 9 et 10 qui ne sont pas situés dans un plan identique aux passages 5 à 8.

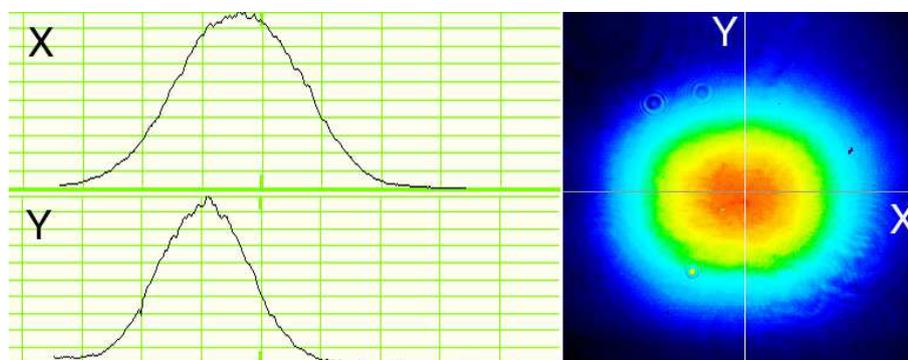


FIG. 2.5 – Profil d'intensité spatiale du faisceau en sortie de l'étage d'amplification. Le profil a été enregistré à l'aide d'une caméra CMOS de type WinCam DV. Le temps d'intégration est de 47 ms. Le faisceau possède une ellipticité de 0,83.

### Caractéristiques spectrales

Le spectre de l'impulsion issu de l'amplificateur est considérablement modifié dû au rétrécissement par le gain durant l'amplification et à la bande passante limitée des optiques et du Dazzler comme le montre la figure 2.6. Ce spectre possède une largeur à mi-hauteur de 43 nm, ce qui donne par transformée de Fourier des impulsions de durée à mi-hauteur de 24 fs (en supposant une phase spectrale constante).

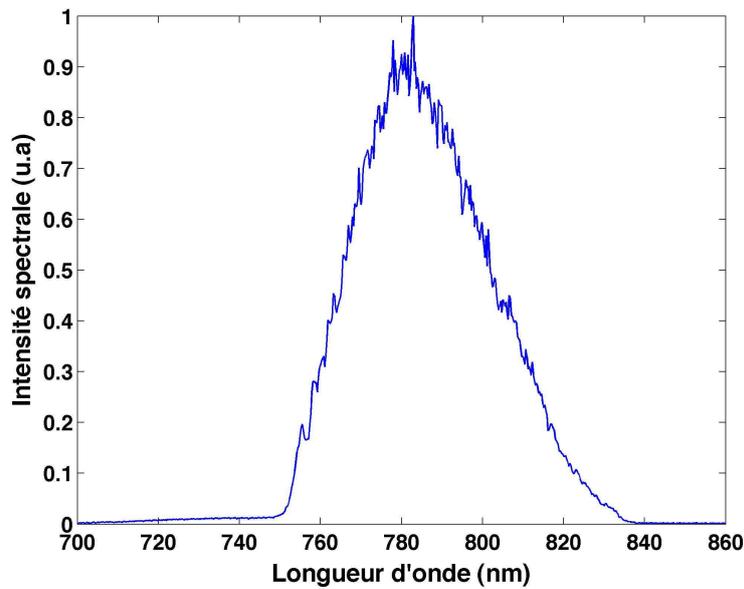


FIG. 2.6 – Mesure du spectre issu de l’amplificateur. La largeur à mi-hauteur est de 43 nm correspondant à une durée limitée par transformée de Fourier des impulsions égale à 24 fs. Le spectromètre est de type Avantes Avaspec 2048. Le temps d’intégration est de 10 ms.

### 2.2.3 Caractéristiques temporelles des impulsions

Après amplification, il est nécessaire de comprimer temporellement les impulsions. Le dispositif de compression est ici une ligne à 4 prismes en LaK 8, utilisée en double passage comme le montre la figure 2.7. Le choix d’un verre dispersif comme le LaK 8 permet d’obtenir une ligne de compression compacte. Le Dazzler permet d’effectuer une optimisation fine de la phase spectrale.

Dû à la trop faible taille des prismes, il est impossible d’envoyer la totalité de l’énergie des impulsions dans le compresseur sous peine de voir apparaître des effets non linéaires dans le spectre et des points chauds sur le profil spatial du faisceau comprimé. On utilise donc une lame séparatrice 50/50 de manière à envoyer 1 mJ dans le compresseur. La taille du faisceau est ajustée à l’aide d’un télescope constitué de lentilles et de rapport (1 : 3). Il traverse une première fois les quatre prismes. Le faisceau est ensuite renvoyé sur lui même mais décalé en hauteur à l’aide d’un miroir unique de repli.

En sortie, les impulsions sont caractérisées à l’aide d’un dispositif FROG. Le résultat de la mesure représenté sur la figure 2.8 indique que l’impulsion possède une durée à mi-hauteur de 27 fs, sans distorsions majeures. Le résidu de phase spectrale est très faible attestant de la qualité de la compression. Concomitamment, nous avons effectué une mesure à l’aide d’un autocorrélateur interférométrique du second ordre (Femtometer 10, femtolasers GmbH). La trace d’autocorrélation est représentée sur la figure 2.9. Le contraste est de (1 : 8). Il n’y a pas de présence notable de phase résiduelle. La durée calculée en supposant une forme gaussienne pour l’impulsion est de 27 fs environ, ce qui confirme la mesure FROG. L’énergie de l’impulsion est de 800  $\mu$ J. L’efficacité globale du compresseur est donc de 80% ce qui est excellent compte tenu du nombre d’interfaces optiques (16) constituées par les faces des prismes.

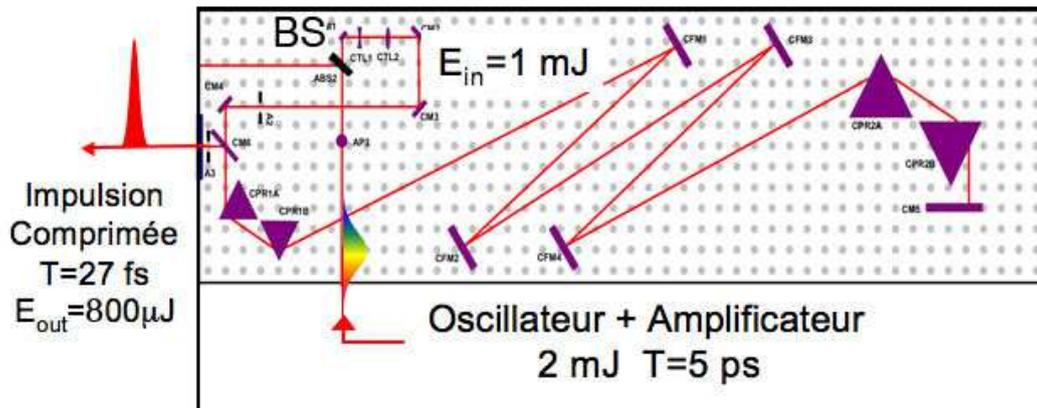


FIG. 2.7 – Schéma du compresseur du système commercial. Le matériau composant les prismes est un verre de type LaK 8. La distance entre les prismes est de 2.40 m environ. Le faisceau issu de l’amplificateur (dont l’énergie est égale à 2 mJ) traverse une lame séparatrice 50/50 (BS). Ainsi, l’énergie à l’entrée du compresseur à prismes n’est que de 1 mJ. Après compression, l’impulsion possède une durée de 27 fs environ et une énergie de 800  $\mu\text{J}$ .

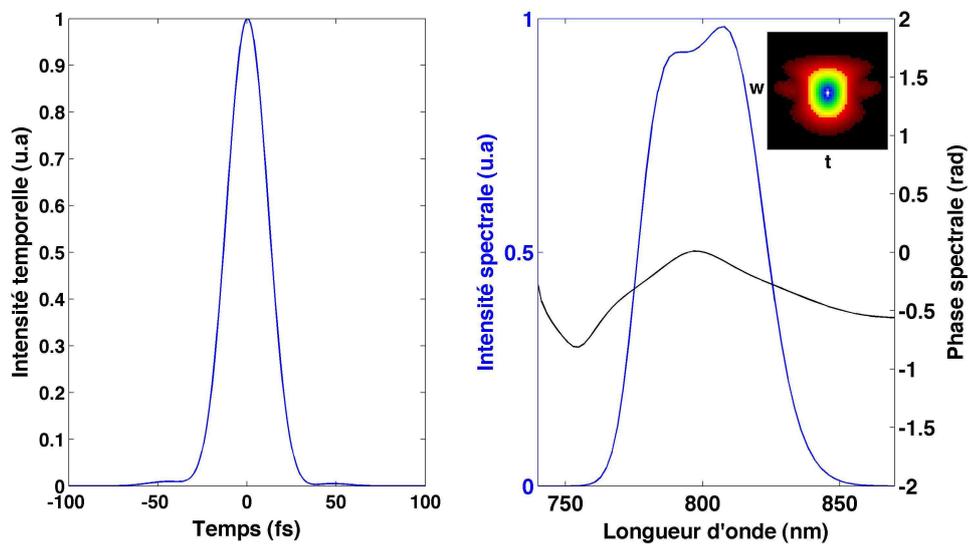


FIG. 2.8 – Mesure FROG de l’impulsion issue du système commercial. a) Intensité temporelle et b) phase spectrale (en noir) et spectre reconstruit (en bleu). La durée à mi-hauteur de l’impulsion est de 27 fs. La trace FROG dans l’espace temps (t) - fréquences (w) est donnée en haut à gauche.

Afin de vérifier que le contraste de l'impulsion est satisfaisant, nous avons effectué une mesure à l'aide d'un corrélateur grande dynamique. La trace de corrélation est représentée sur la figure 2.10. Le contraste est de  $7.10^5$  pour un délai de 3 ps et de  $1,4.10^7$  à un délai de 15 ps. Le niveau d'ASE est d'environ  $2,5.10^{-8}$  à 40 ps ce qui est tout à fait acceptable. On peut noter la présence d'un piédestal d'ASE entre -20 ps et -10 ps. Le niveau du bruit de mesure est à  $10^{-10}$ .

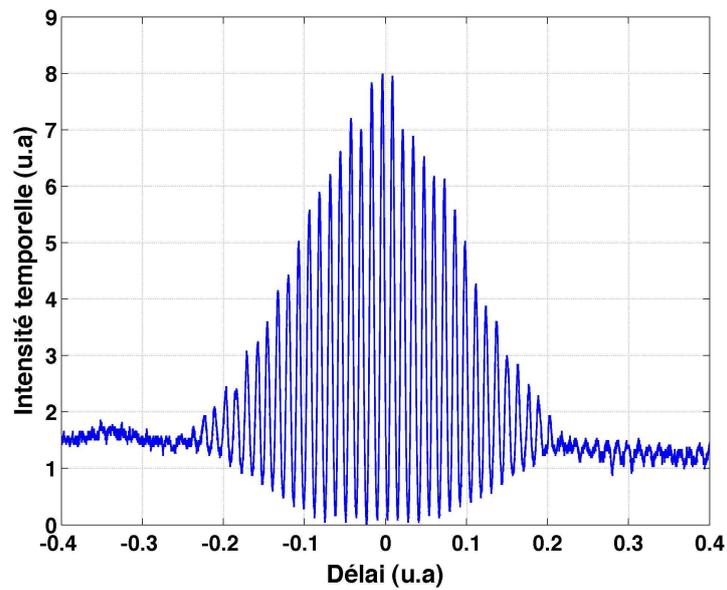


FIG. 2.9 – Trace d'autocorrélation interférométrique des impulsions issues du système commercial. La période d'une frange est de 2,6 fs ( $\lambda_0=780$  nm). Le nombre de franges est de 20. En supposant une forme en sécante hyperbolique carrée, la durée de l'impulsion est de 27,3 fs environ.

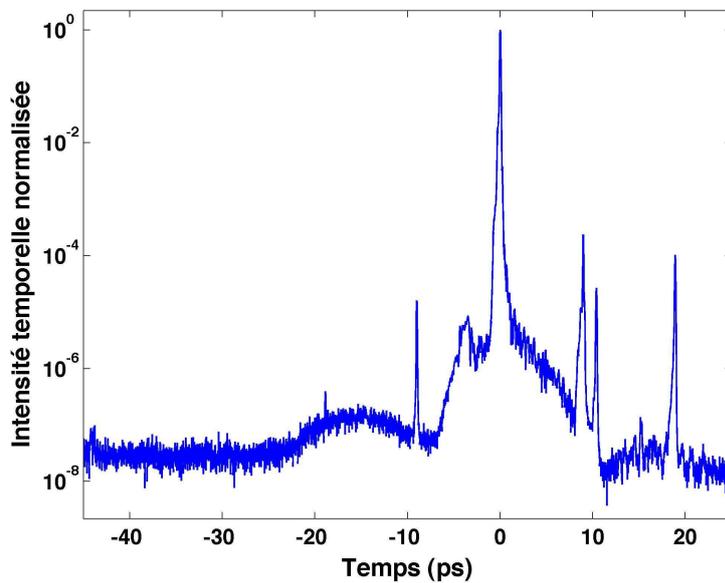


FIG. 2.10 – Mesure de corrélation grande dynamique de l'impulsion de 27 fs issue du système commercial. Le contraste est de  $7.10^5$  pour un délai de 3 ps et de  $4.10^7$  à un délai de 15 ps. Le niveau d'ASE est d'environ  $2, 5.10^{-8}$  à 40 ps ce qui est tout à fait acceptable. On peut noter la présence d'un piédestal d'ASE entre -20 ps et -10 ps. Le niveau du bruit de mesure est à  $10^{-10}$ . Les fronts avant et arrière de l'impulsion sont situés respectivement vers les temps négatifs et positifs.

## 2.2.4 Stabilisation de la CEP

Comme on l'a déjà mentionné au chapitre 1 de la partie 1, la stabilisation de la CEP des impulsions issues de la chaîne d'amplification nécessite un dispositif de mesure et une boucle de rétro-action supplémentaire. Cette dernière permet de stabiliser les fluctuations lentes de la CEP. Le dispositif optique qui permet la mesure de cette variation est un interféromètre de type f-2f représenté sur la figure 2.11 [10]. Une lame séparatrice prélève 0,5% de l'énergie de l'impulsion issue de la chaîne. Cette impulsion de faible énergie est focalisée à l'aide d'une lentille dans une lame de saphir. Cette étape permet d'élargir le spectre de l'impulsion afin qu'il couvre une octave (l'intervalle spectral compris entre la fréquence fondamentale du laser  $f$  et sa fréquence double  $2f$ ). Le signal est ensuite focalisé dans un cristal de BBO taillé afin de générer la seconde harmonique de la partie infrarouge du spectre. La seconde harmonique et le signal fondamental sont orthogonalement polarisés après le cristal de BBO et le délai entre les deux est  $\tau_0$ . Ces deux signaux sont ensuite envoyés sur un polariseur dont l'axe de transmission est à  $45^\circ$  par rapport à l'axe de polarisation des deux signaux. Cela permet de faire interférer les projections sur l'axe du polariseur, du signal fondamental et du signal de seconde harmonique là où les deux spectres se recouvrent. Le signal d'interférence est mesuré à l'aide d'un spectromètre et transmis à un logiciel qui mesure la variation de la CEP et envoie un signal au boîtier de l'électronique de stabilisation de la CEP. On considère deux composantes de la radiation fondamentale, une composante rouge et une compo-

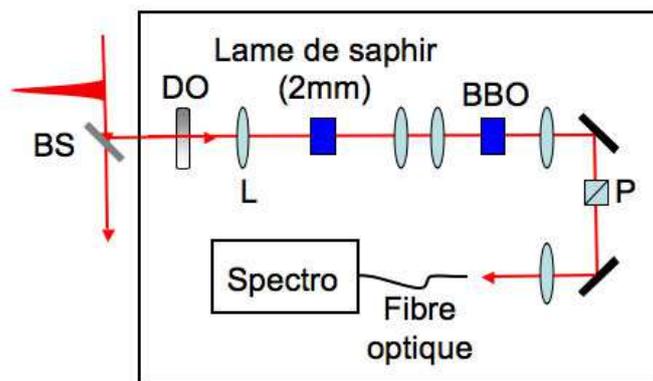


FIG. 2.11 – Interféromètre f-2f permettant de mesurer la variation de la CEP des impulsions issues de la chaîne d'amplification. BS : lame séparatrice avec  $R=0,5\%$ . DO : densité optique variable, L : lentille convergente, P : polariseur, S : spectromètre.

sante bleue, en retard l'une par rapport à l'autre d'un délai  $\tau_0$ . Si on fait interférer la composante fondamentale bleue  $E_F(t + \tau_0)$  avec la seconde harmonique de la composante fondamentale rouge  $E_{SH}(t)$ , le signal mesuré par le spectromètre peut s'exprimer comme [4] :

$$I(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{+\infty} [E_F(t + \tau_0) + E_{SH}(t)] \exp(-j\omega t) dt \right|^2 \quad (2.1)$$

Si, dans l'équation (2.1), on fait apparaître les expressions des champ électriques des deux signaux dans le domaine spectral, on aboutit après quelques étapes de calculs à l'expression suivante :

$$I(\omega) = I_F(\omega) + I_{SH}(\omega) + 2\sqrt{I_F(\omega)I_{SH}(\omega)} \cos \left[ j(\phi + \Phi_{SH}(\omega) - \Phi_F(\omega) + \omega\tau_0) \right] \quad (2.2)$$

où  $I_F(\omega)$  et  $I_{SH}(\omega)$  ( $\Phi_F(\omega)$  et  $\Phi_{SH}(\omega)$ ) sont respectivement les intensités spectrales (phases spectrales) de la composante fondamentale et de la seconde harmonique.  $\phi$  est la CEP de l'impulsion entrant dans l'interféromètre.

Grâce à un algorithme informatique utilisant la technique d'interférométrie spectrale par transformée de Fourier [5, 6], il est possible de récupérer l'argument du cosinus dans l'équation (2.2). Cela permet ensuite de mesurer la variation de la CEP entre deux impulsions consécutives issues du compresseur :  $\Delta\phi_0 = \phi_{n+1} - \phi_n$ . Un signal de tension proportionnel à la variation de la CEP est ensuite envoyé au boîtier électronique de stabilisation qui effectue ensuite la rétro-action au niveau de l'oscillateur en modulant l'intensité du faisceau du laser de pompe de ce dernier.

La figure 2.12 montre le résultat de mesure de la phase stabilisée en sortie de chaîne. Le temps d'intégration du spectromètre pour chaque point de mesure est de 10 ms. La valeur rms du jitter de la CEP  $\Delta\phi_0$  est égale à 176 mrad sur une durée de 30 minutes. Cette valeur est conforme aux spécifications techniques annoncées par le fabricant :  $\Delta\phi_0 \leq 200$  mrad. Elle est également compatible avec le temps caractéristique des expériences que l'on souhaite mener.

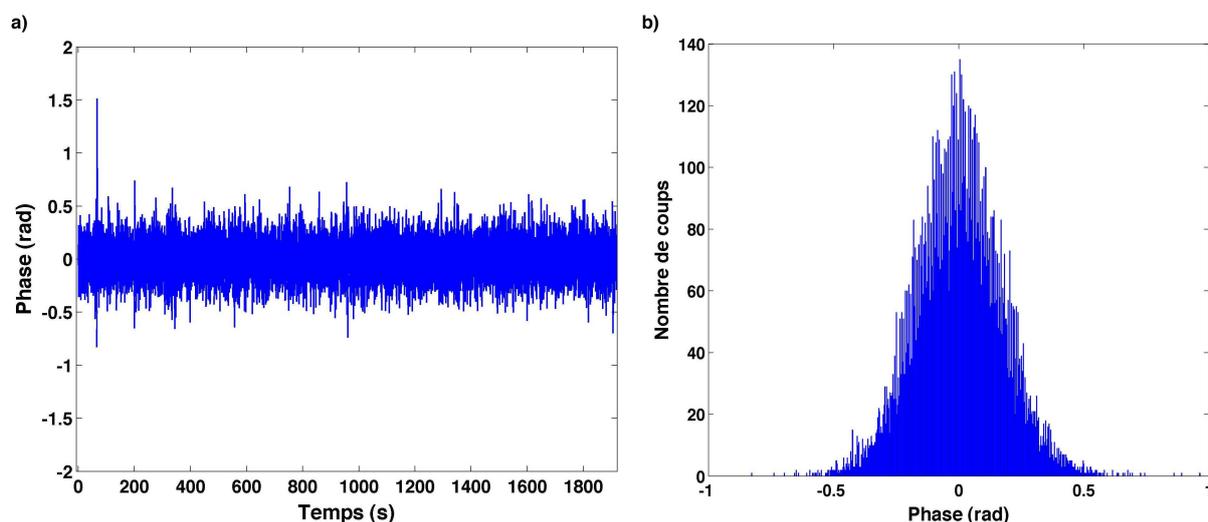


FIG. 2.12 – Mesure de la variation de la CEP des impulsions amplifiées. Le temps d'intégration pour chaque mesure est de 10 ms. b) Histogramme donnant la distribution de la valeur de la CEP. La valeur rms du jitter de la CEP  $\Delta\phi_0$  est égale à 176 mrad sur une durée de 30 minutes.

## 2.3 Amélioration des performances du système commercial

### 2.3.1 Compresseur hybride

Le système commercial délivre des impulsions dont la durée à mi-hauteur est 27 fs et dont l'énergie vaut 800  $\mu$ J. Ces impulsions sont obtenues en injectant dans le compresseur à prismes seulement la moitié de l'énergie issue de l'amplificateur. Nous avons voulu essayer d'envoyer la totalité de l'énergie issue de l'amplificateur dans le compresseur afin d'avoir une impulsion plus énergétique en sortie de chaîne.

Nous avons changé une des lentilles du télescope permettant de collimater le faisceau issu de l'amplificateur afin d'avoir un faisceau plus gros en entrée de compresseur. Une fois l'alignement effectué, nous avons pu constater que le profil spatial du faisceau comprimé était très médiocre avec des structures révélatrices d'effets non linéaires dans l'étage de compression. Nous avons également mesuré le spectre en sortie de chaîne dans ces conditions. La figure 2.13 permet de comparer les spectres en sortie de compresseur lorsqu'on injecte 1 mJ (courbe en bleu) et 2 mJ (courbe en rouge) en entrée. On voit que dans le premier cas, la forme du spectre est satisfaisante et la largeur à mi-hauteur est de 43 nm. En revanche, dans l'autre cas, le spectre possède une forme triangulaire, sa largeur à mi-hauteur passe elle à 26 nm. Cet effet sur le spectre est typique de la présence de SPM générée par une impulsion dont la phase spectrale n'est pas constante [13].

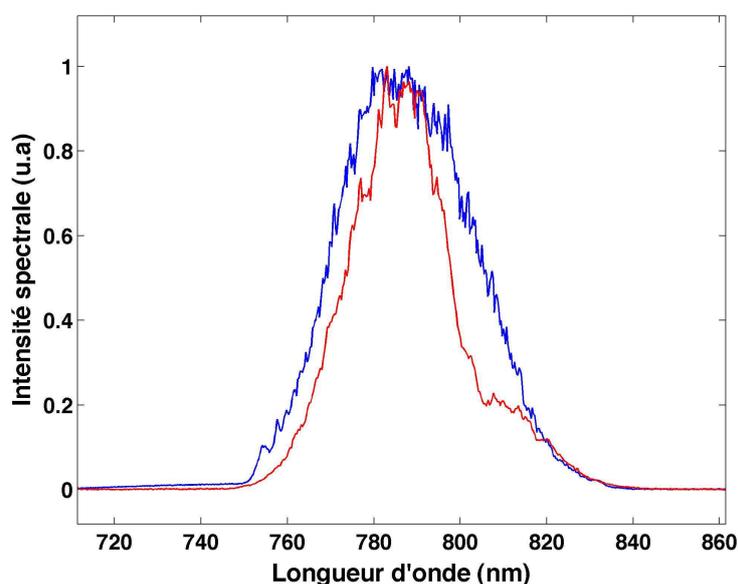


FIG. 2.13 – Spectre des impulsions issues du système commercial. En bleu, lorsque l'énergie en entrée de compresseur est de 1 mJ, en rouge, lorsqu'elle est égale à 2 mJ. Le temps d'intégration est de 10 ms. La modification de la forme du spectre due aux effets non linéaires lorsque l'intensité est trop élevée dans les prismes du compresseur est bien visible.

En effet, l'auto-modulation de phase redistribue spectralement l'énergie de l'impulsion. L'origine de cette redistribution est la dépendance en intensité du décalage de phase non linéaire  $\varphi_{NL} \propto |E(t)|^2$ . Dans le verre constituant le dernier prisme, le résultat de ce décalage de phase non linéaire est un décalage vers les basses pulsations ( $\delta\omega \leq 0$ ) sur le front avant de l'impulsion et vers les hautes pulsations ( $\delta\omega \geq 0$ ) sur le front arrière de l'impulsion [14] :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\varphi_{NL}}{\partial t} \propto -\frac{\partial}{\partial t}|E^2(t)| \quad (2.3)$$

L'effet de la SPM dépend donc du signe du chirp de l'impulsion initiale. Une impulsion chirpée négativement (comme c'est le cas ici, avant le passage dans le dernier prisme du compresseur), dont les grandes (courtes) longueurs d'onde se trouvent sur le front arrière (avant) de l'impulsion, sera donc compressée spectralement. En effet les grandes et les faibles longueurs d'onde seront décalées vers la longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  du spectre. Cela conduit à un rétrécissement du spectre comme on peut le voir sur le

figure 2.13. Cette influence sur le spectre s'oppose à celle habituellement observée lorsque l'impulsion possède une phase spectrale constante et qui aboutit à un élargissement spectral. Toutefois elle est bien le résultat de la SPM dans le verre constituant le dernier prisme. La dissymétrie du spectre s'explique par la présence de dispersion d'ordre 3 sur la phase spectrale de l'impulsion.

Afin de pallier ce problème, une solution est d'augmenter la taille du faisceau avant le compresseur de façon à diminuer l'intensité dans le dernier prisme afin de diminuer l'effet de la SPM. Toutefois, les prismes utilisés sont d'une taille trop modeste. On ne peut donc pas augmenter suffisamment le diamètre du faisceau entrant dans l'étage de compression afin d'envoyer les 2 mJ issus de l'amplificateur dans le compresseur.

La solution que nous proposons est d'utiliser un étage de compression hybride ligne à prismes et miroirs chirpés. Le principe est le suivant : compenser uniquement une partie de la GDD avec la ligne à prismes, de façon à avoir une impulsion de durée suffisamment longue en sortie du dernier prisme traversé. Cela permet de diminuer l'intensité dans les derniers centimètres de matériau traversés et donc de s'affranchir des effets de SPM qui détériorent le spectre. L'impulsion est ensuite réfléchi plusieurs fois sur une paire de miroirs chirpés (introduisant ici une GDD négative) afin de terminer la compression temporelle.

Les miroirs chirpés dont nous disposons (figure 2.14) sont de grande taille : 180\*80 mm, il nous est

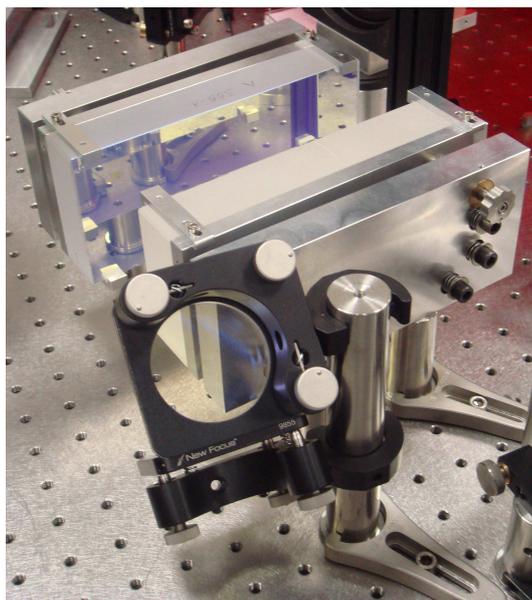


FIG. 2.14 – Photo des miroirs chirpés utilisés dans notre compresseur hybride. Leur grande surface permet d'effectuer 32 rebonds répartis sur deux passages décalés en hauteur par un dièdre de repli (visible au premier plan).

donc possible de les utiliser en double passage. Le faisceau fait une série de réflexions sur les miroirs, on change ensuite sa hauteur à l'aide d'un périscope puis il est renvoyé sur lui même pour une nouvelle série de réflexions avant de ressortir dans l'axe du faisceau d'entrée mais décalé en hauteur.

Les caractéristiques des miroirs chirpés sont les suivantes :

- Réflectivité supérieure à 99,5% sur une plage spectrale comprise entre 760 et 840 nm.
- Seuil de dommage de 400 mJ/cm<sup>2</sup> pour une impulsion de durée 30 fs.

- Quantité de GDD introduite par rebond :  $-200 \text{ fs}^2$  avec un angle d'incidence nominal de  $15^\circ$ .

Le schéma du montage expérimental est représenté sur la figure 2.15.

Nous avons déterminé expérimentalement qu'il fallait au minimum 32 rebonds sur les miroirs de façon à obtenir un spectre après compression similaire à celui issu de l'amplificateur. Il faut donc introduire une quantité de dispersion d'ordre deux équivalent à  $-6400 \text{ fs}^2$ . La durée de l'impulsion en sortie de la ligne à prismes est alors de 1 ps environ.

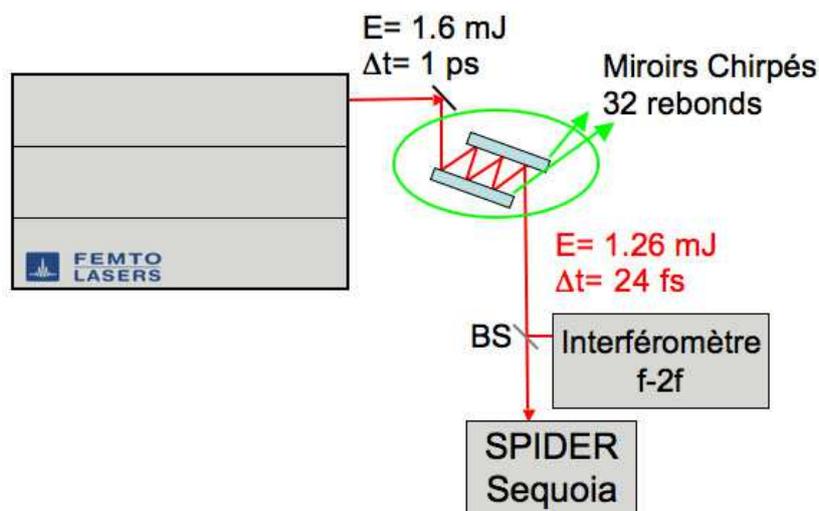


FIG. 2.15 – Mise en place d'un dispositif de compression hybride ligne à prismes + miroirs chirpés. L'impulsion partiellement comprimée jusqu'à une durée de 1 ps environ est envoyée sur les miroirs chirpés. Après 32 rebonds, l'impulsion est comprimée jusqu'à une durée de 24 fs. Elle est envoyée vers les diagnostics permettant sa caractérisation (SPIDER, corrélateur grande dynamique de type Sequoia (Amplitude Technologies)). Une lame séparatrice (BS) permet de prélever une partie (environ 0,5 % en énergie) du faisceau comprimé afin d'effectuer la mesure (à l'aide de l'interféromètre f-2f) et la stabilisation de la CEP des impulsions.

### 2.3.2 Source 24 fs - 1,26 mJ à 1 kHz, stabilisée en CEP

Après les miroirs chirpés, les impulsions sont caractérisées temporellement à l'aide d'un dispositif SPIDER. Afin d'optimiser la durée des impulsions, la compensation de la phase spectrale d'ordre deux est réalisée en ajustant la distance entre les groupes de prismes. C'est d'ailleurs le seul terme de phase spectrale ajustable de manière indépendante pour ce dispositif (ce qui constitue son principal inconvénient). Les termes résiduels de phase spectrale d'ordre trois et quatre sont compensés grâce au Dazzler de la chaîne. Le résultat de la mesure représenté sur la figure 2.16 indique que l'impulsion possède une durée à mi-hauteur de 24 fs, sans distorsions majeures. Le résidu de phase spectrale est faible attestant de la qualité de la compression. Toutefois on peut noter la présence d'oscillations dans la phase spectrale. Ces oscillations ont deux origines. La première est le résidu de phase spectrale linéaire non compensé. La seconde contribution provient des termes de dispersion d'ordres supérieurs dus à l'auto-modulation de phase dans le cristal amplificateur et dans les prismes et qui ne sont pas compensés. Des simu-

lations réalisées avec le logiciel CommodPro par Brigitte Mercier (LOA) sont en cours afin de mieux comprendre le phénomène. Ces oscillations sont préjudiciables au sens où elles introduisent des impulsions satellites parasites dans le profil d'intensité temporelle. Ceci entraîne une diminution du contraste cohérent (contraste à quelques centaines de fs de part et d'autre du maximum d'intensité de l'impulsion). L'énergie de l'impulsion est de 1,26 mJ. L'efficacité globale du compresseur est donc de 63% ce qui est acceptable. Cette efficacité est limitée par le nombre importants de rebonds effectués sur les miroirs chirpés.

Afin de vérifier que le contraste de l'impulsion est satisfaisant, nous avons effectué une mesure à l'aide d'un corrélateur grande dynamique. La trace de corrélation est représentée sur la figure 2.17. Le contraste est de  $7 \cdot 10^5$  pour un délai de 3 ps et de  $3 \cdot 10^8$  à un délai de 15 ps. Le niveau d'ASE est d'environ  $1,5 \cdot 10^{-8}$  à 40 ps. Le piédestal d'ASE entre -20 ps et -10 ps semble moins prononcé que pour le cas précédent. Le niveau du bruit de mesure est à  $10^{-10}$ .

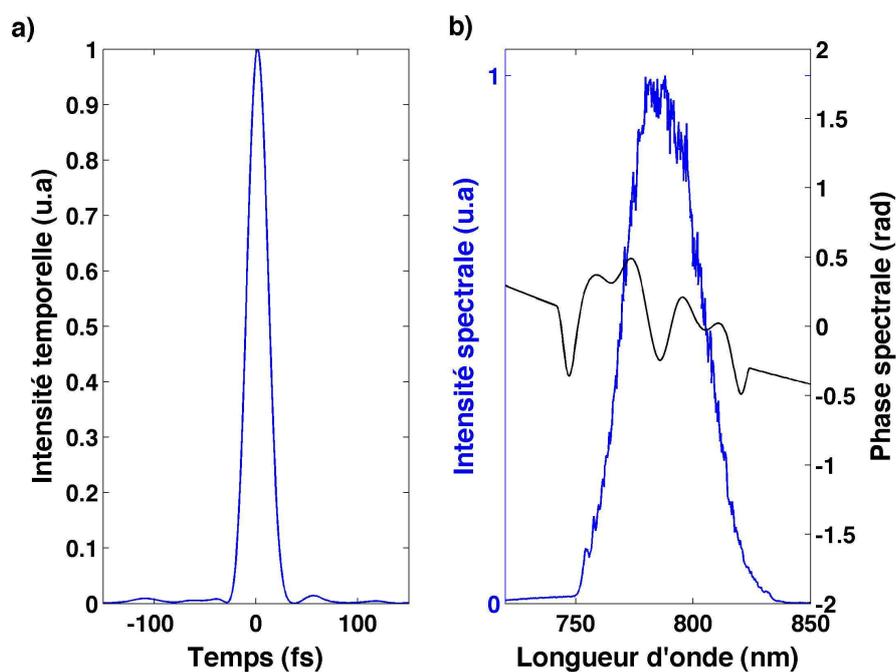


FIG. 2.16 – Mesure SPIDER de l’impulsion après compression hybride. a) Intensité temporelle et b) phase spectrale (en noir) et spectre reconstruit (en bleu). La durée à mi-hauteur de l’impulsion est de 24 fs.

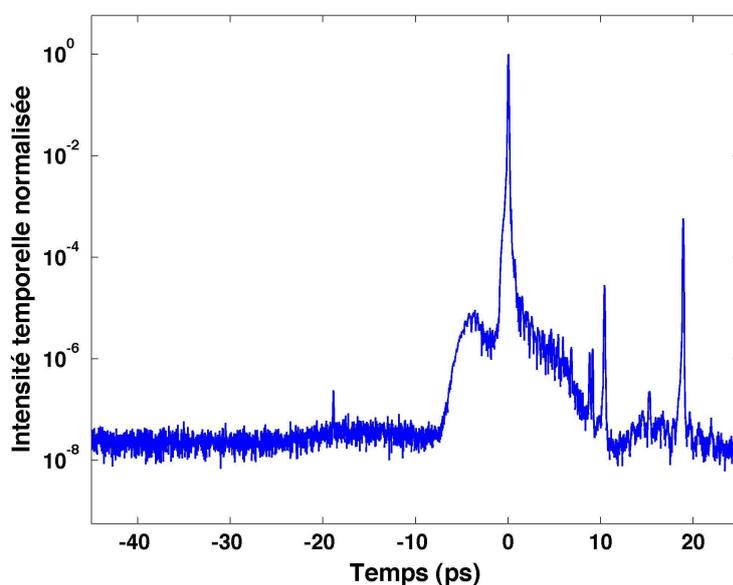


FIG. 2.17 – Mesure de corrélation grande dynamique de l’impulsion de 24 fs issue du système avec compresseur hybride. Le contraste est de  $7 \cdot 10^5$  pour un délai de 3 ps et de  $3 \cdot 10^8$  à un délai de 15 ps. Le niveau d’ASE est d’environ  $1,5 \cdot 10^{-8}$  à 40 ps. Le piédestal d’ASE entre -20 ps et -10 ps semble moins prononcé que pour le cas précédent. Le niveau du bruit de mesure est à  $10^{-10}$ . Les fronts avant et arrière de l’impulsion se situent respectivement vers les temps négatifs et positifs.

### 2.3.3 Stabilisation de la CEP

La figure 2.18 montre le résultat de mesure de la phase stabilisée en sortie du compresseur hybride. Le temps d'intégration du spectromètre pour chaque point de mesure est de 10 ms. La valeur rms du jitter de la CEP  $\Delta\phi_0$  est égale à 202 mrad sur une durée de 30 minutes. Cette valeur est tout à fait acceptable, la compression hybride préserve donc la stabilisation en CEP du système.

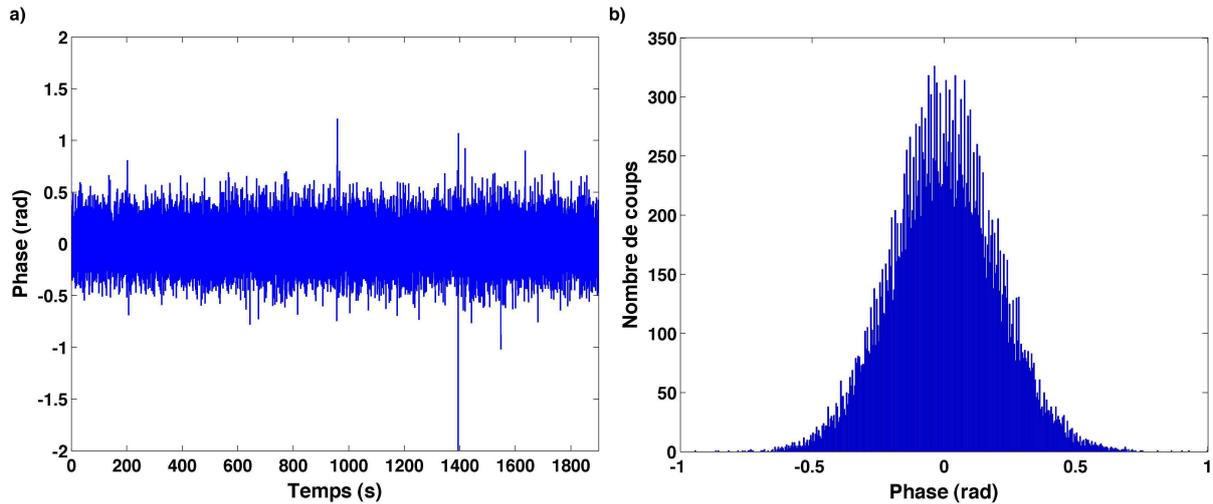


FIG. 2.18 – a) Mesure de la variation de la CEP des impulsions amplifiées. Le temps d'intégration pour chaque mesure est de 10 ms. b) Histogramme donnant la distribution de la valeur de la CEP. La valeur rms du jitter de la CEP  $\Delta\phi_0$  est égale à 202 mrad sur une durée de 30 minutes.

## 2.4 Conclusion

Le compresseur hybride : prismes et miroirs chirpés semble être un choix judicieux. En effet, avec cette configuration, la durée de l'impulsion dans le dernier prisme du compresseur est suffisamment longue pour éviter les effets non linéaires introduits par la traversée du matériau le constituant. Grâce à cette compression hybride, nous avons pu augmenter l'énergie des impulsions après compression jusqu'à 1,26 mJ. La durée à mi-hauteur en intensité des impulsions est alors de 24 fs ce qui correspond à une puissance crête de 53 GW (soit 1,8 fois plus que le système commercial). Le contraste temporel est tout à fait acceptable et la stabilisation en phase du système a été réalisée tout en restant très proche des performances du système commercial. Ces résultats semblent être de bon augure pour la mise en place du compresseur hybride placé en aval du second étage d'amplification.

# Bibliographie

- [1] Hentschel M., Cheng Z., Krausz F. and Spielmann Ch., "Generation of 0.1 TW optical pulses with a single-stage Ti :sapphire amplifier at a 1-kHz repetition rate", **Appl. Phys. B**, Vol. 70 (Suppl), p S161-S164 (2000).
- [2] Diels J. C. and Rudolph W., "Ultrashort laser-pulse phenomena", Academic press, p 321 (1996).
- [3] Schutz P. A., Wall K. F. and Aggarwall R. L., "Simple model for amplified spontaneous emission in a  $Ti : Al_2O_3$  amplifier", **Optics Letters** Vol.13, p 1081-1083 (1999).
- [4] Benedetti E., "Stabilizzazione della fase assoluta di impulsi laser ultrabrevi e suoi effetti sulla generazione di armoniche di ordine elevato in gas", Tesi di Laurea del Politecnico di Milano (2004).
- [5] Takeda M., Ina H. and Kobayashi S., "Fourier-transform method of fringe-pattern analysis for computer-based topography and interferometry", **J. Opt. Soc. Am.** Vol. 72, p 156 (1982).
- [6] Lepetit L., Chériaux G. and Joffre M., "Linear techniques of phase measurement by femtosecond spectral interferometry for applications in spectroscopy", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 12, p 2467 (1995).
- [7] Cheng Z., Krausz F. and Spielmann Ch., "Compression of 2 mJ kilohertz laser pulse to 17.5 fs by pairing double-prism compressor : analysis and performance", **Optics Com.** Vol. 201, p 145-155 (2002).
- [8] Seres E., Herzog R., Seres J., Kaplan D. and Spielmann Ch., "Generation of intense 8 fs laser pulses", **Optics Express** Vol. 11 No. 3, p 240-248 (2003).
- [9] Fuji T., Unterhuber A., Yakovlev V. S., Tempea G., Stingl A., Krausz F. and Drexler W., "Generation of smooth, ultra-broadband spectra directly from a prism-less Ti :sapphire laser", **Appl. Phys. B** Vol. 77, p 125-128 (2003).

- [10] Chang Z., "Carrier-envelope phase shift caused by grating-based stretchers and compressors", **Appl. Optics** Vol. 45 No. 32, p 8350-8353 (2006).
- [11] Cundiff S. T., "Phase stabilization of ultrashort optical pulses", **J. Phys. D** Vol. 35 No. R43, (2002).
- [12] Fuji T., Apolonski A., Krausz F., "Self-stabilization of carrier-envelope offset phase by use of difference-frequency generation", **Optics Letters** Vol. 29 No. 6, p 632-634 (2004).
- [13] Washburn B. R., Buck J. A. and Ralph S. E., "Transform-limited spectral compression due to self-phase modulation in fibers", **Optics Letters** Vol. 25 No. 7, p 445-447 (2000).
- [14] Agrawal G. P., "Nonlinear Fiber Optics", Academic, San Diego, Calif. (1995).

# Chapitre 3

## Développement d'une source CPA 22 fs, 4 mJ, à 1 kHz

### Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>85</b>
<b>3.2</b>	<b>Second étage d'amplification : modélisation et résultats expérimentaux</b>	<b>85</b>
3.2.1	Modélisation de l'amplification à l'aide du modèle de Frantz-Nodvik	85
	Impulsion très étirée	85
	Le modèle de Frantz-Nodvik pour les impulsions très étirées	86
3.2.2	Modélisation de l'amplificateur multipassages	88
	Paramètres des simulations	88
	Injection :	88
	Milieu Amplificateur :	90
	Laser de pompe :	91
<b>3.3</b>	<b>Développement du second étage d'amplification</b>	<b>92</b>
3.3.1	Architecture de l'amplificateur	92
3.3.2	Comparaison entre les résultats théoriques et les valeurs expérimentales	93
3.3.3	Evolution des profils de faisceaux	95
	Premier passage :	96
	Second et troisième passages :	97
<b>3.4</b>	<b>Compression de l'impulsion amplifiée</b>	<b>98</b>
3.4.1	Gestion de la dispersion dans la chaîne	98
3.4.2	Modélisation de la ligne à prismes	100
3.4.3	Mise en place du compresseur hybride	102
3.4.4	Caractéristiques temporelles de l'impulsion	106
3.4.5	Caractéristiques spatiales du faisceau	107
<b>3.5</b>	<b>Optimisation de la compression temporelle à l'aide du Dazzlerscope</b>	<b>108</b>
3.5.1	Principe de la mesure	108

3.5.2	Résultats expérimentaux . . . . .	112
3.6	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>115</b>

## 3.1 Introduction

Afin d'être amplifiées jusqu'à un niveau d'énergie plus élevé, les impulsions issues de l'amplificateur commercial sont étirées temporellement jusqu'à une durée de 10 ps. Elles sont ensuite injectées dans un second étage d'amplification développé au laboratoire. Nous avons choisi d'utiliser une architecture multi-passages. Le faible nombre de passages permet de limiter l'intégrale B accumulée dans le cristal de Titane-Saphir. Enfin, le profil d'intensité temporelle en sortie d'amplificateur ne présente pas d'impulsions satellites parasites comme c'est le cas avec un amplificateur régénératif.

L'impulsion étirée atteint en sortie du second amplificateur une énergie de 6 mJ après 3 passages. Il apparaît nécessaire d'utiliser le Dazzler afin de mettre en forme le spectre et compenser des effets non linéaires apparaissant dans le second étage d'amplification et dus au fait que le facteur d'étirement est faible. L'impulsion est ensuite comprimée temporellement à l'aide d'un compresseur hybride composé de prismes et de miroirs chirpés. Après compression, elle possède une durée de 22 fs et une énergie de 4 mJ.

## 3.2 Second étage d'amplification : modélisation et résultats expérimentaux

### 3.2.1 Modélisation de l'amplification à l'aide du modèle de Frantz-Nodvik

Le modèle utilisé pour la modélisation de l'amplification est celui décrit par Frantz et Nodvik en 1963 [1]. Ce modèle traite l'amplification d'une onde monochromatique de fréquence  $\omega_0$ , il est donc nécessaire de l'adapter pour décrire l'amplification d'impulsions dont le spectre est large comme c'est le cas ici.

#### Impulsion très étirée

Comme on l'a décrit au paragraphe précédent, l'impulsion issue du premier étage d'amplification possède un spectre large compris entre 750 et 840 nm. Ceci correspond à une durée à mi-hauteur en intensité limitée par transformée de Fourier de 24 fs. Afin d'éviter tout endommagement des optiques, l'impulsion est étirée jusqu'à une durée de 10 ps environ à l'aide du Dazzler présent dans le premier étage d'amplification. Les composantes spectrales de l'impulsion sont donc temporellement étalées sur la durée de l'impulsion étirée comme le montre la figure 3.1.

Puisque le facteur d'étirement est important ( $\approx 400$ ), on peut, en bonne approximation, établir une relation linéaire entre le temps et la fréquence. Cette relation s'écrit :

$$\omega(t) = \omega_0 + 2bt \quad (3.1)$$

Le coefficient  $b$  est appelé paramètre de dérive de fréquence, il se calcule simplement à partir des largeurs à mi-hauteur du spectre ( $\Delta\omega$ ,  $\Delta\lambda$ ) et de l'intensité temporelle de l'impulsion étirée ( $\Delta t_{et}$ ) :

$$b = \frac{\Delta\omega}{2\Delta t_{et}} = \frac{\pi c \Delta\lambda}{\Delta t_{et} \lambda_0^2} \quad (3.2)$$

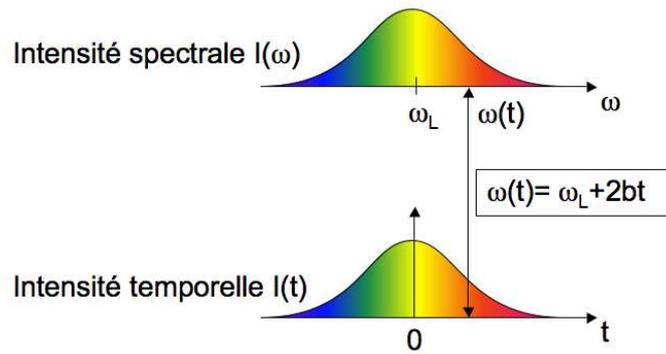


FIG. 3.1 – Correspondance entre les domaines temporel et fréquentiel pour une impulsion étirée. A chaque temps  $t$ , est associée une fréquence instantanée  $\omega(t)$  par la relation (3.1).  $b$  est appelé le paramètre de dérive de fréquence.

De cette interdépendance entre les domaines spectral et temporel pour des impulsions à dérive de fréquence va découler un effet majeur : le décalage par la saturation (gain shifting) de l'intensité temporelle de l'impulsion amplifiée.

### Le modèle de Frantz-Nodvik pour les impulsions très étirées

Ce modèle permet de décrire l'évolution de l'intensité d'une impulsion après un passage dans le milieu amplificateur. C'est un modèle simplifié, qui permet d'obtenir des résultats qualitatifs au profit d'un temps de calcul raisonnable. Des résultats quantitatifs plus précis peuvent cependant être obtenus par voie numérique mais au prix d'une complexité d'implémentation du code et d'un accroissement du temps de calcul [2].

Les approximations faites dans ce modèle sont les suivantes :

- Le milieu amplificateur est considéré comme étant homogène, c'est à dire que chaque atome impliqué dans la transition entre deux niveaux d'énergie réagit de la même manière. Cela conduit à une forme de raie d'émission de type Lorentzienne.
- L'émission spontanée amplifiée (ASE) est négligée pour l'obtention des équations de l'amplification (le temps de fluorescence de la transition radiative est de  $3 \mu\text{s}$  à température ambiante).
- L'impulsion lumineuse est considérée comme se propageant dans la direction  $z$  et sans discrétisation en  $x$  et  $y$ . Cette convention est prise dans un souci de simplification.
- L'impulsion à amplifier est fortement étirée : sa durée de l'ordre de quelques dizaines de ps est très supérieure au temps de cohérence qui vaut environ 3 fs pour le saphir dopé titane [13].
- Le pompage du milieu amplificateur est réalisé entièrement avant l'amplification par des laser impulsions réalisant l'inversion de population. Il n'y a donc aucun pompage pendant l'amplification.
- La contribution du temps de vie de fluorescence ( $T_1 = 3 \mu\text{s}$  à température ambiante) est négligée : lorsque les impulsions à amplifier arrivent dans le milieu, celui-ci n'a pas eu de forte décroissance par fluorescence de sa population excitée [3].

Les équations régissant la variation de l'intensité  $I$  de l'impulsion et l'inversion de population  $N$  sont appelées équations de taux (rate equations). Elle s'écrivent alors comme [4] :

$$\frac{\partial I}{\partial t} + c \frac{\partial I}{\partial z} = \sigma_e(\omega) c N I \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = - \frac{\sigma_e(\omega)}{\hbar \omega} c N I \quad (3.4)$$

On introduit ici la section efficace d'émission stimulée de la transition  $\sigma_e(\omega)$  :

$$\sigma_e(\omega) = \frac{\sigma_a}{1 + T_2^2(\omega - \omega_a)} \quad (3.5)$$

où  $\sigma_a$  est la valeur de la section efficace à la fréquence de résonance  $\omega_a$ .  $T_2$  est le temps de cohérence qui vaut environ 3 fs pour le saphir dopé titane [13].

Le détail des calculs nécessaires pour passer des équations (3.3) et (3.4) à la forme de l'équation de Frantz-Nodvik peut être trouvé dans l'article original [9]. Pour un système à 4 niveaux comme le Titane-saphir, cette formule s'écrit :

$$I(z, t) = \frac{I_0\left(t - \frac{z}{c}\right)}{1 - \left[1 - \exp\left(-\sigma_a \int_0^z N(z') dz'\right)\right] \times \exp\left[-\left(\frac{\sigma_a}{\hbar \omega_a}\right) \int_0^t I_0(t') dt'\right]} \quad (3.6)$$

Cette formule permet de calculer le profil d'intensité  $I(z, t)$  dans le milieu amplificateur à la distance  $z$  et à l'instant  $t$  en fonction du profil d'intensité initial  $I_0(t)$  en entrée du milieu et des paramètres  $\sigma_a$  et  $N(z)$ .

Si on suppose que le milieu est pompé de manière uniforme en  $z$ , l'inversion de population s'écrit  $N(z) = N_0$ . En sortie du milieu ( $z=L$ ), l'équation (3.6) devient :

$$I_L(t) = I_0(t) \left[1 - \left(1 - G_0(\omega)^{-1}\right) \exp\left(-\frac{J_0(t)}{J_{sat}(\omega)}\right)\right]^{-1} \quad (3.7)$$

où :

- $G_0(\omega) = \exp\left(\frac{J_{sto}(\omega)}{J_{sat}(\omega)}\right)$  est appelé gain petit signal.
- $J_{sat}(\omega) = (\hbar \omega_a) / \sigma_e(\omega)$  est appelée fluence de saturation du milieu.
- $J_0(t) = \int_0^t I_0(t') dt'$  est la fluence instantanée. Lorsque  $t$  est infini,  $J_0(\infty)$  est simplement la fluence de l'impulsion (en  $J.m^{-2}$ ).

Le détail des calculs de  $G_0(\omega)$  est donné en annexe A.

La formule (3.7) peut être appliquée à un amplificateur multipassage. Pour cela, il est nécessaire de recalculer le gain à petit signal après chaque passage dans le cristal amplificateur.

On note  $G_0^{(i)}$  le gain à petit signal et  $I_L^{(i)}$  le profil d'intensité pour le passage (i). Si on suppose ces quantités connues, le profil d'intensité  $I_L^{(i+1)}$  pour le passage (i+1) se calcule avec (3.7). Le gain résiduel après le passage (i) s'écrit alors :

$$G_0^{(i+1)} = \exp\left[\frac{J_{sat} \ln\left(G_0^{(i)}\right) - \left(J_L^{(i+1)}(\infty) - J_L^{(i)}(\infty)\right)}{J_{sat}}\right] \quad (3.8)$$

Dans l'expression (3.8), le terme  $J_{sat} \ln(G_0^{(i)})$  correspond à la densité d'énergie stockée dans le milieu avant le passage (i). Le terme  $J_L^{(i+1)}(\infty) - J_L^{(i)}(\infty)$  correspond quant à lui à la densité d'énergie extraite du milieu au passage (i).

Les formules (3.7) et (3.8) permettent donc de calculer l'énergie extraite du milieu après chaque passage mais également de prévoir les déformations des profils spectral et temporel dues respectivement à la dépendance spectrale de la courbe de gain et la saturation du gain dans le milieu. Tous les résultats théoriques présentés dans ce chapitre ont été obtenus à l'aide d'un code de calcul que j'ai implémenté sous Matlab et qui utilise ce modèle. Le principal inconvénient de ce modèle est qu'il ne tient pas compte des effets d'auto-modulation de phase, de diffraction ou de lentille thermique dans le cristal. Toutefois notre but était plus d'obtenir des résultats qualitatifs nous permettant d'avoir une première approche de ce que l'on allait obtenir, qu'une simulation complète du second étage d'amplification. L'utilisation de ce modèle simple nous a donc paru plus pertinente.

### 3.2.2 Modélisation de l'amplificateur multipassages

#### Paramètres des simulations

**Injection :** L'impulsion utilisée pour l'injection dans les simulations est le faisceau laser issu de l'amplificateur commercial décrit dans le chapitre précédent. Les trois données qui nous intéressent ici sont le profil spectral, le paramètre de dérive de fréquence  $b$  et la fluence de l'impulsion.

Le profil spectral utilisé dans le code de calcul est celui représenté sur la figure 3.2, ce spectre est mesuré à la sortie du premier étage d'amplification à l'aide d'un spectromètre. Ce profil d'intensité spectrale est différent de celui représenté sur la figure 2.6. Cela s'explique par le fait que dans cette configuration, les paramètres d'amplitude et de phase spectrale introduits grâce au Dazzler sont différents et conduisent donc à une modification notable de la forme du spectre issu du premier amplificateur. La longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  vaut 799 nm et la largeur à mi-hauteur  $\Delta\lambda$  est égale à 52 nm.

Sachant que la durée de l'impulsion étirée  $\Delta t_{et}$  est égale à 10 ps environ, on peut calculer le paramètre de dérive de fréquence  $b$  à l'aide de (3.2).

Le profil d'intensité temporelle peut ensuite être calculé grâce à la relation suivante :

$$I(t) = I \left( \frac{\omega - \omega_0}{2b} \right) \quad (3.9)$$

Enfin, il faut déterminer la surface  $S$  du faisceau pour connaître la fluence  $J_0$  de l'impulsion sur le cristal, par intégration du profil temporel, avec  $\epsilon$ , l'énergie contenue dans une impulsion :

$$J_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt = \frac{\epsilon}{S} \quad (3.10)$$

Le profil spatial du faisceau d'injection mesuré à l'aide d'une caméra est représenté sur la figure 3.3. Le faisceau possède un profil quasi gaussien et sans points chauds. Les diamètres à  $1/e^2$  en intensité sont  $\phi_x = 1017 \mu\text{m}$  et  $\phi_y = 1052 \mu\text{m}$ .

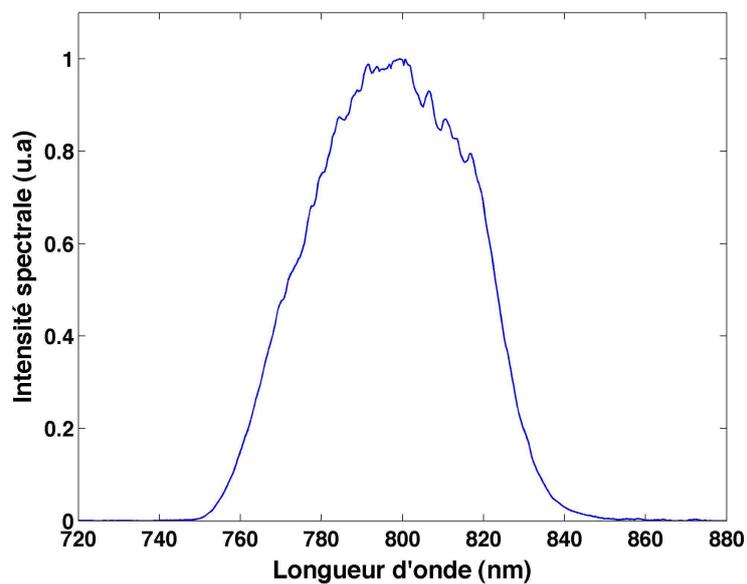


FIG. 3.2 – Profil d'intensité spectrale du faisceau d'injection. Le temps d'intégration est de 10 ms. La longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  vaut 799 nm et la largeur à mi-hauteur  $\Delta\lambda$  est égale à 52 nm.

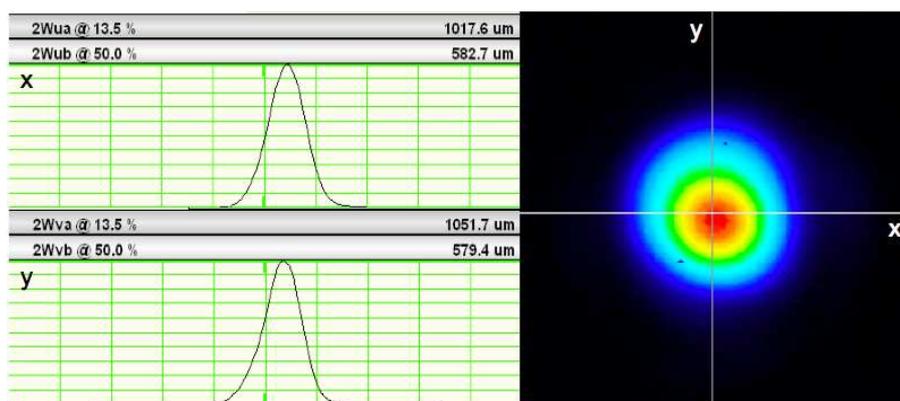


FIG. 3.3 – Mesure du profil d'intensité spatiale du faisceau d'injection. La mesure a été effectuée à l'aide d'une caméra CMOS de type WinCam DV. Le temps d'intégration est de 3,4 ms.

Pour calculer la surface  $S$ , le profil gaussien  $I(r) = I_0 \exp(-r^2/\phi^2)$  est remplacé par un profil circulaire de même énergie et de même intensité crête (figure 3.4). La surface circulaire équivalente attribuée à un faisceau gaussien vaut [5] :

$$S = \frac{\pi\phi^2}{8} \quad (3.11)$$

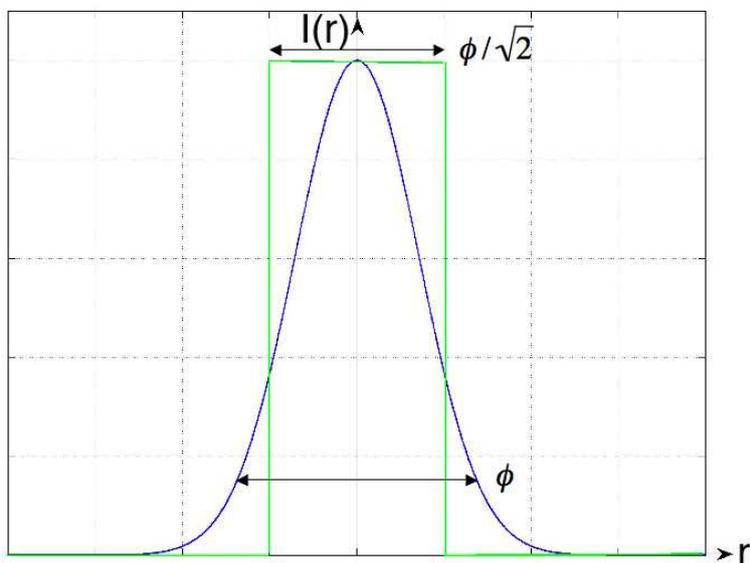


FIG. 3.4 – Profils d’intensité gaussien (en bleu) et circulaire (en vert) équivalents.  $\phi$  est le diamètre à  $1/e^2$  en intensité du faisceau gaussien.  $\phi\sqrt{2}$  est le diamètre du faisceau d’énergie équivalente et dont le profil d’intensité est circulaire.

Cette section est une section transverse à l’axe de propagation du faisceau. Or le cristal étant taillé à l’angle de Brewster, la section réelle est égale à la projection de cette section transverse sur la surface du cristal. Il faut donc en tenir compte lors du calcul des fluences dans le code de calcul. Le tableau 3.1 regroupe l’ensemble des paramètres nécessaires pour modéliser le faisceau d’injection étiré dans le code de simulation.

$\Delta t_0$	$\Delta\lambda$	$\lambda_0$	$\Phi''$	$\Delta t_{et}$	b	$\epsilon$	S
18 fs	52 nm	799 nm	70490 fs <sup>2</sup>	9,8 ps	$8,55 \times 10^{24} \text{ s}^{-2}$	0,88 mJ	$3,9 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$

TAB. 3.1 – Valeurs des paramètres du faisceau d’injection.

**Milieu Amplificateur :** Le milieu à gain est un cristal de saphir dopé titane taillé à Brewster, de longueur 8 mm. Il est disposé au sein d’une enceinte à vide sous une pression inférieure à 10 mbar. Sa température est maintenue à environ 193°K par un dispositif cryogénique et ce afin de diminuer les effets de lentille thermique. Son absorption mesurée expérimentalement est de 75 % à 527 nm. Afin de déterminer la dépendance en fréquence du gain, il est nécessaire de connaître la dépendance en fréquence de la section efficace d’émission stimulée  $\sigma_e(\omega)$ . Nous avons fait le choix d’une forme de raie homogène de type Lorentzienne. Les valeurs du temps de cohérence  $T_2$  et de la section efficace d’émission stimulée à la résonance  $\sigma_a$  sont donc nécessaires, les valeurs utilisées ont été tirées des

références [5, 6, 7]. Le choix de  $\sigma_a$  détermine aussi la fluence de saturation du milieu. Enfin, la valeur de l'indice non linéaire  $n_2$  est celle du saphir non dopé [5, 8]. Toutes ces valeurs sont récapitulées dans le tableau 3.2.

$T_2$	2,73 fs
$\lambda_a$	794 nm
$\sigma_a$	$3.10^{-19} \text{ cm}^2$
$J_{sat}(\lambda_a)$	$0,844 \text{ J.cm}^{-2}$
$n_2$	$3.10^{-20} \text{ m}^2.\text{W}^{-1}$

TAB. 3.2 – Valeurs des paramètres caractéristiques du Titane :saphir.

**Laser de pompe :** Le laser de pompe utilisé est le même que celui utilisé pour pomper le premier étage. Nous utilisons une partie de la puissance non utilisée pour pomper le second étage. La puissance de pompe est de 25 W à 1 kHz. Soit une énergie de 25 mJ par impulsion. Un télescope et une lentille de focalisation permettent de faire coïncider la position du foyer avec celle du cristal de Titane-Saphir et de réaliser l'adaptation de faisceaux. En effet les diamètres des faisceaux de pompe et de l'injection doivent être identiques si on veut extraire au mieux l'énergie du cristal. La fluence réelle du faisceau de pompe  $J_p$  sur la surface du cristal est donc d'environ  $1,52 \text{ J.cm}^{-2}$  (compte tenu du diamètre mesuré expérimentalement et de la projection due au fait que le cristal soit taillé à Brewster). Le profil du faisceau de pompe mesuré à l'aide d'une caméra est représenté sur la figure 3.5. Le profil n'est pas gaussien et présente une certaine assymétrie. Toutefois c'est la meilleure configuration qui a été obtenue par l'ingénieur en charge du laser de pompe, nous avons donc dû travailler avec ce faisceau. Les diamètres à  $1/e^2$  en intensité sont  $\phi_x = 998 \mu\text{m}$  et  $\phi_y = 804 \mu\text{m}$ .

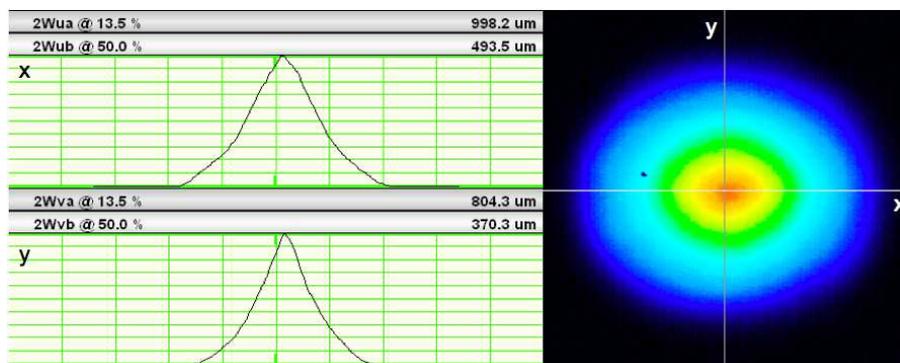


FIG. 3.5 – Mesure du profil d'intensité spatiale du faisceau issu du laser de pompe. La mesure a été effectuée à l'aide d'une caméra CMOS de type WinCam DV. Le temps d'intégration est de 8 ms.



### 3.3.2 Comparaison entre les résultats théoriques et les valeurs expérimentales

Nous avons calculé à l'aide du code de calcul l'évolution de l'énergie de l'impulsion après chaque passage. Les paramètres sont ceux que nous avons exposés dans le paragraphe 3.2.2. La figure 3.7 montre les valeurs obtenues par le code (courbe en bleu) ainsi que les valeurs mesurées expérimentalement (points en rouge). Les énergies mesurées après les passages 1, 2 et 3 sont respectivement de 1,9 mJ, 3,7 mJ et 6 mJ.

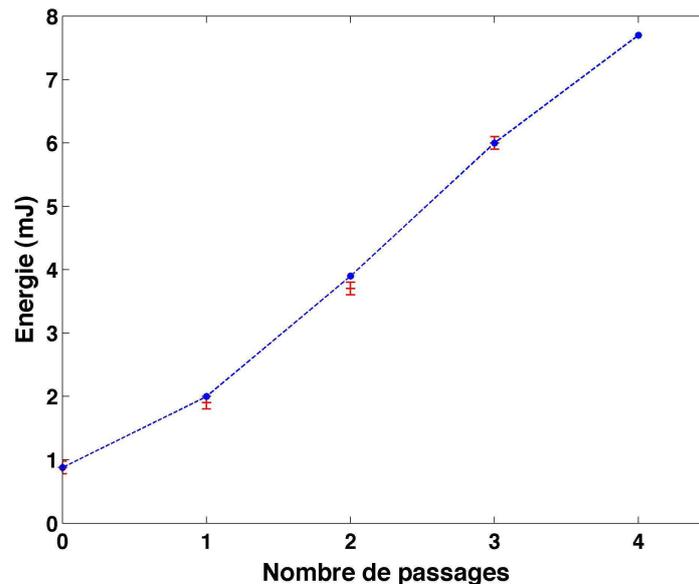


FIG. 3.7 – Evolution de l'énergie de l'impulsion après chaque passage. La courbe en bleu représente les valeurs calculées par le code. Les croix en rouge représentent les valeurs mesurées expérimentalement ainsi que leur barre d'erreur.

Dans les simulations, il est nécessaire de faire légèrement varier la taille du faisceau infrarouge au niveau du cristal (variation  $\leq 10\%$  du diamètre) afin que les énergies calculées et mesurées soient en accord. Une explication possible à cette sensibilité aux paramètres est que l'on est dans le régime de gain en petit signal. En effet, le gain entre les passages 2 et 3 est de 1,6 environ, l'amplificateur n'est donc pas saturé. Dans ce régime, une faible variation d'un des paramètres (la fluence de l'impulsion par exemple) va être amplifiée lors du calcul pour les passages suivants, d'où l'écart entre les valeurs théoriques et expérimentales. Toutefois, le fait de ne pas être en saturation permet d'améliorer le niveau de contraste. Le tableau 3.3 récapitule les valeurs des gains théoriques et expérimentaux pour chaque passage. L'écart relatif entre ces gains reste inférieur à 5%. Afin de saturer l'amplificateur, il aurait fallu ajouter un passage supplémentaire. L'intégrale B aurait alors atteint une valeur rédibitoire (environ 2,5 radians) ce qui nous a conduit à rester sur une configuration 3 passages.

Le calcul de l'intégrale B dans le second amplificateur donne une valeur de 1,35 radians. Cette valeur est assez élevée. De plus, il faut garder en tête qu'elle vient s'ajouter à celle de l'intégrale B accumulée dans le premier étage d'amplification valant 3,5 radians et celle introduite par le compresseur à prismes

Passage	1	2	3	4
Gain calculé	2,27	1,95	1,56	1,28
Gain mesuré	2,19	1,94	1,62	∅

TAB. 3.3 – Valeurs des gains calculés et expérimentaux.

valant 0,22 radians environ. La valeur totale de l'intégrale B est donc de 5,07 radians, ce qui est très élevé. On verra par la suite que cela a des conséquences sur la phase spectrale de l'impulsion en sortie de compresseur.

Intéressons nous maintenant à l'évolution du profil spectral durant l'amplification. La figure 3.8 représente, pour chaque passage, les spectres calculés et mesurés.

Le gain total étant égal à 7,5 on n'observe pas de décalage par la saturation de la longueur d'onde centrale du spectre, ni dans les simulations, ni sur les profils mesurés. L'amplificateur n'étant pas en régime de saturation, on n'observe pas de rétrécissement par le gain très prononcé. La largeur augmente entre les passages 1 et 2. Cela montre que le rétrécissement par le gain n'est pas le seul phénomène contribuant à la mise en forme du spectre, le Dazzler utilisé dans la chaîne et les effets non linéaires jouent eux aussi un rôle.

En effet, nous utilisons un dispositif acousto-optique (Dazzler) afin de minimiser la durée de l'impulsion en sortie de compresseur. Ce dispositif permet d'optimiser la valeur de la phase spectrale, mais également de moduler l'amplitude du profil d'intensité spectrale. Cette modulation de l'amplitude du spectre permet de compenser en partie les effets de deux phénomènes majeurs :

- D'abord le rétrécissement par le gain, qui conduit à une largeur spectrale moindre en sortie d'amplificateur.
- Ensuite l'effet de la SPM en présence d'une impulsion chirpée négativement qui conduit à un rétrécissement du spectre de l'impulsion amplifiée comme on l'a déjà observé et expliqué au chapitre précédent. Expérimentalement, nous avons constaté cet effet de rétrécissement sur le spectre issu du second étage d'amplification lorsque aucune modulation de l'amplitude spectrale n'était appliquée à l'aide du Dazzler.

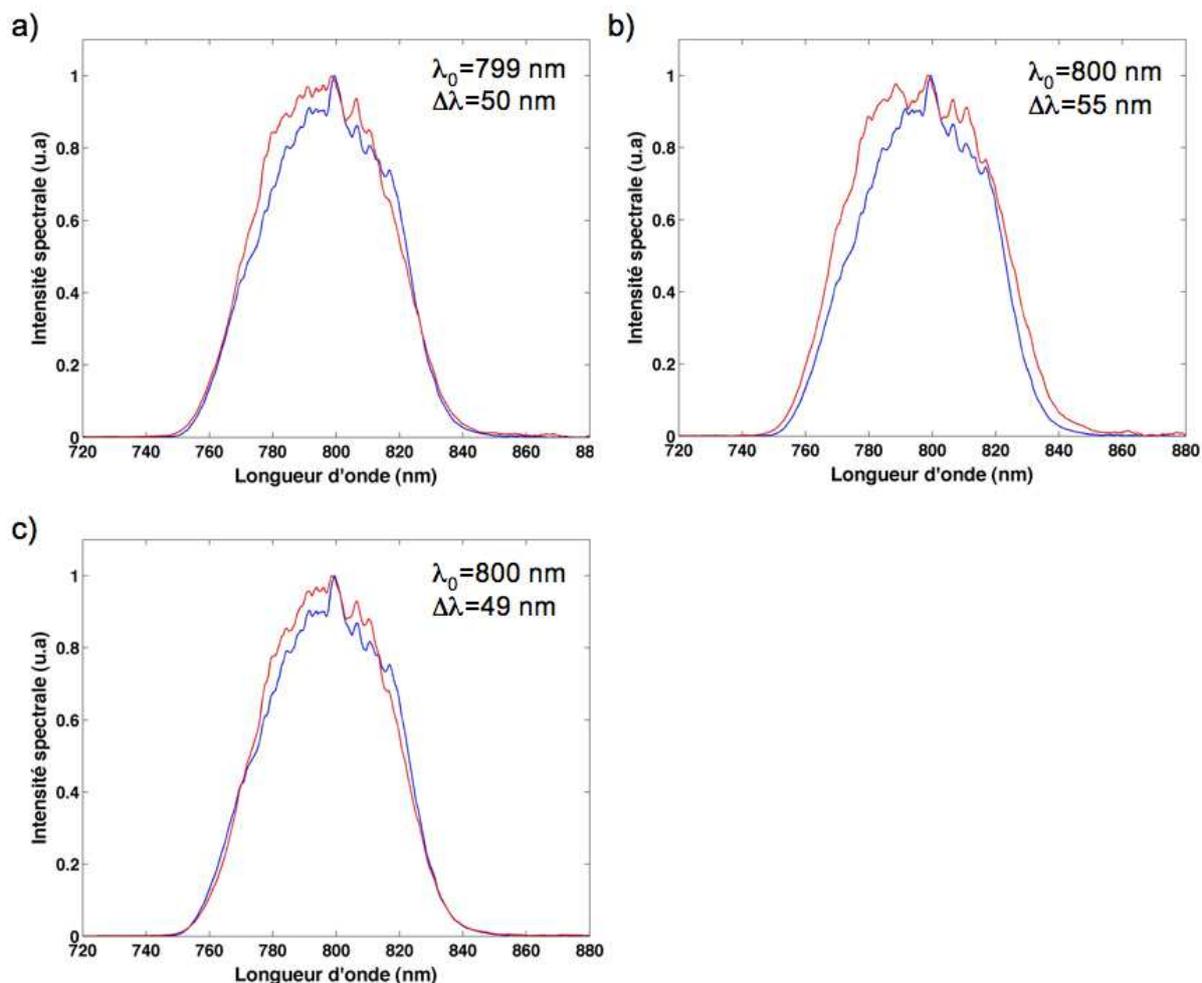


FIG. 3.8 – Evolution du profil spectral du laser après a) le passage 1, b) le passage 2 et c) le passage 3. Les courbes en bleu correspondent au profils calculés, celles en rouge aux profils mesurés. Les valeurs de la longueur d'onde centrale et de largeur spectrale à mi-hauteur correspondent aux profils mesurés.

### 3.3.3 Evolution des profils de faisceaux

Il est nécessaire de mesurer l'évolution du profil d'intensité spatiale du faisceau après chaque passage. Les principales motivations de ces mesures sont les suivantes :

- Comme on l'a mentionné précédemment, il faut que les diamètres du faisceau du laser de pompe et du faisceau infrarouge soient identiques à la surface du cristal à chaque passage. Cela permet d'optimiser l'extraction de l'énergie stockée dans le milieu amplificateur tout en maintenant un niveau d'ASE bas.
- Il faut s'assurer que l'amplification n'introduit pas de points chauds sur le profil d'intensité spatiale du faisceau. En effet l'apparition de sur-intensités pourrait conduire à l'endommagement des optiques utilisées dans l'amplificateur et le compresseur.
- La mesure de l'évolution du diamètre du faisceau infrarouge permet aussi de s'assurer que les miroirs concaves utilisés pour focaliser le faisceau sur le cristal n'introduisent pas trop d'astigmatisme sur le profil du faisceau amplifié.

Après chaque passage, nous avons mesuré le profil spatial d'intensité du faisceau à différentes positions le long de l'axe de propagation, avec pour origine, la position du cristal. A partir de ces mesures, nous avons calculé la divergence du faisceau selon les plans sagittal et tangentiel.

**Premier passage :** La figure 3.9 montre le profil d'intensité spatiale du faisceau mesuré après le premier passage à une distance  $z=125$  cm du cristal, le long de l'axe de propagation.

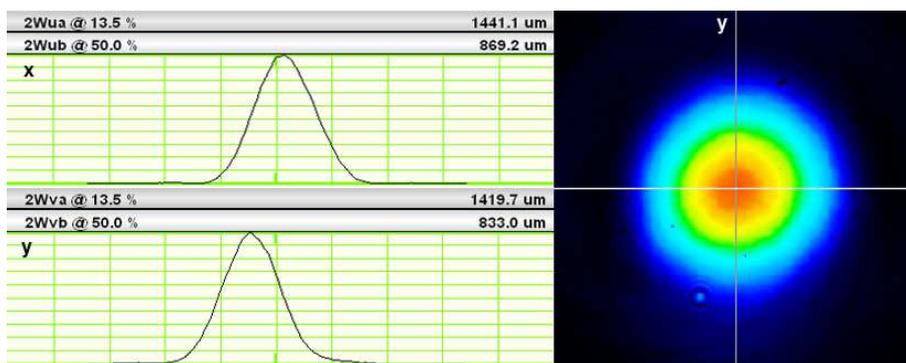


FIG. 3.9 – Mesure du profil d'intensité spatiale après le premier passage à une distance  $z=125$  cm du cristal. Le profil a été enregistré avec une caméra CMOS de type WinCam DV, le temps d'intégration est de 3,6 ms et le nombre d'acquisitions moyennées est de 10.

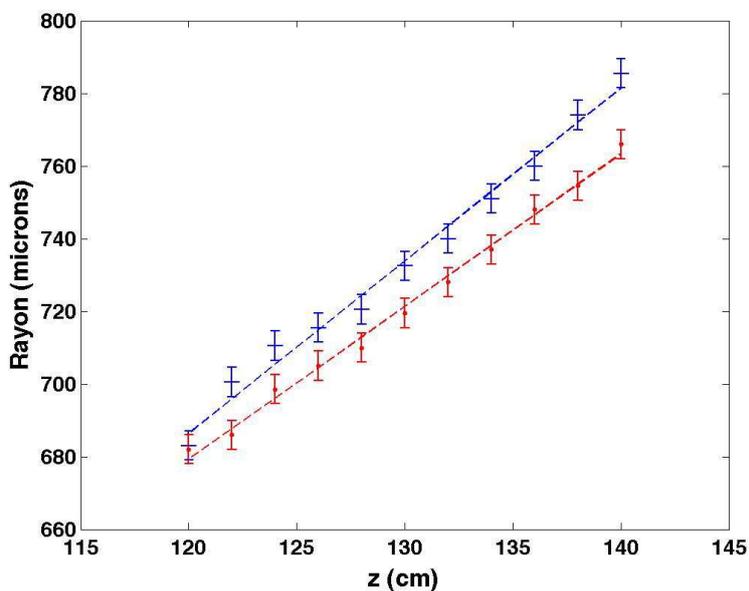


FIG. 3.10 – Evolution des rayons à  $1/e^2$  en intensité du faisceau le long de l'axe de propagation  $z$  après le premier passage. L'origine des  $z$  est prise sur le cristal. Les croix en bleu et les ronds en rouge correspondent respectivement aux rayons du faisceau selon le plan tangentiel et sagittal. Les droites en traits pointillés correspondent aux régressions linéaires s'approchant au mieux de l'ensemble des points expérimentaux.

Il semble que le faisceau soit exempt de sur-intensités et qu'il ne présente pas d'asymétrie prononcée. Afin de quantifier un éventuel astigmatisme, nous avons calculé la divergence du faisceau dans les plans sagittal et tangentiel.

La figure 3.10 montre l'évolution du rayon à  $1/e^2$  en intensité du faisceau dans le plan tangentiel (croix en bleu) et sagittal (ronds en rouge). Les droites en traits pointillés correspondent aux régressions linéaires s'approchant au mieux de l'ensemble des points expérimentaux.

Dans le plan tangentiel, la droite s'approchant au mieux des points expérimentaux a pour équation :  $R_t = 4,7523 \times 10^{-4} z + 0,0117$ , où le rayon  $R_t$  et l'abscisse  $z$  sont exprimés en mètres. On peut alors exprimer l'angle de divergence  $\theta_t$  comme :  $\theta_t = \arctan(4,7523 \times 10^{-4}) = 0,027^\circ$ .

De même, dans le plan sagittal, l'équation de la régression linéaire est :  $R_s = 4,2023 \times 10^{-4} z + 0,0175$ . La divergence dans ce plan est alors  $\theta_s = 0,024^\circ$ . L'écart relatif entre les deux angles de divergence est de 12,5%. On a donc un léger astigmatisme.

**Second et troisième passages :** Le tableau 3.4 récapitule les divergences mesurées pour les passages 2 et 3 ainsi que l'écart relatif entre ces divergences.

Passage	2	3
Divergence dans le plan tangentiel (°)	0,035	0,036
Divergence dans le plan sagittal (°)	0,036	0,028
Ecart relatif (%)	2,8	29,6

TAB. 3.4 – Valeurs des divergences mesurées pour les passages 2 et 3 ainsi que l'écart relatif entre ces divergences.

Pour le second passage, l'écart relatif entre les deux angles de divergence est de 2,8%. On a donc très peu d'astigmatisme. Ceci s'explique par le fait que l'astigmatisme présent après le premier passage est compensé par l'astigmatisme introduit par le miroir concave qui focalise le faisceau pour le second passage. Après le troisième passage, l'écart relatif entre les deux angles de divergence est de 29,6%. L'astigmatisme est présent ici, très certainement dû au fait que le dernier passage n'est pas dans le même plan horizontal que les deux premiers. En effet, il nous a fallu décaler en hauteur le dernier passage afin de pouvoir extraire le faisceau de l'amplificateur.

La figure 3.11 montre le profil d'intensité spatiale du faisceau mesuré après le troisième passage à une distance  $z=175$  cm du cristal. Le profil d'intensité semble symétrique et sans points chauds. Le profil spatial ne présente pas de structures : il semble bien lisse et il n'y a pas de présence d'inhomogénéités. Toutefois on n'obtient pas un profil parfaitement gaussien.

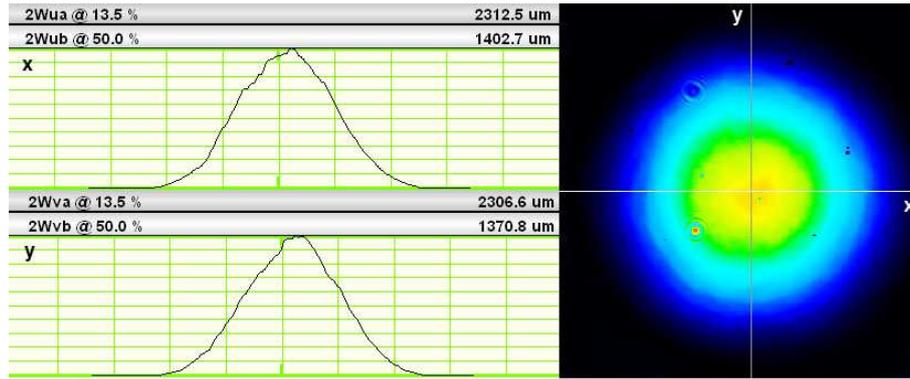


FIG. 3.11 – Mesure du profil d’intensité spatiale après le troisième passage à une distance  $z=175$  cm du cristal. Le profil a été enregistré avec une caméra CMOS de type WinCam DV, le temps d’intégration est de 3,3 ms et le nombre d’acquisitions moyennées est de 10.

## 3.4 Compression de l’impulsion amplifiée

### 3.4.1 Gestion de la dispersion dans la chaîne

Comme on l’a vu dans le chapitre 1 de la partie 1, il est nécessaire d’avoir une phase spectrale nulle sur tout le spectre couvert par l’impulsion si on veut que celle-ci ait la durée la plus courte possible et que le profil d’intensité temporel ne présente pas d’impulsions satellites. Or, la traversée des différents éléments optiques de la chaîne (étireur, cristal amplificateur, lentilles, polariseurs, etc...) introduit des quantités définies d’ordres de dispersion  $\Phi^{(n)}$  se traduisant par une phase spectrale non nulle pour l’impulsion issue de l’amplificateur. Afin d’arriver à annuler la phase spectrale, nous utilisons deux dispositifs optiques : le compresseur d’une part et le Dazzler d’autre part. Toutefois, il est nécessaire de connaître a priori les valeurs de la phase spectrale et celles des différents ordres de dispersion afin de paramétrer au mieux les éléments effectuant la compression temporelle.

La figure 3.12 représente le terme de phase spectrale calculé correspondant à la traversée des matériaux constituant la chaîne. Le tableau 3.5, donne en détails, les quantités de dispersion introduites à la longueur d’onde centrale ( $\lambda = 800$  nm) par les différents éléments optiques de la chaîne lorsque l’impulsion est comprimée au mieux. A ces valeurs, vient s’ajouter la contribution due à l’auto-modulation de phase dans le second étage d’amplification. Nous avons pu compenser cette contribution de manière empirique grâce au Dazzler de la chaîne.

Une fois ces valeurs connues, il est possible de calculer les paramètres du compresseur afin de compenser au mieux ces valeurs de la dispersion de la phase spectrale.

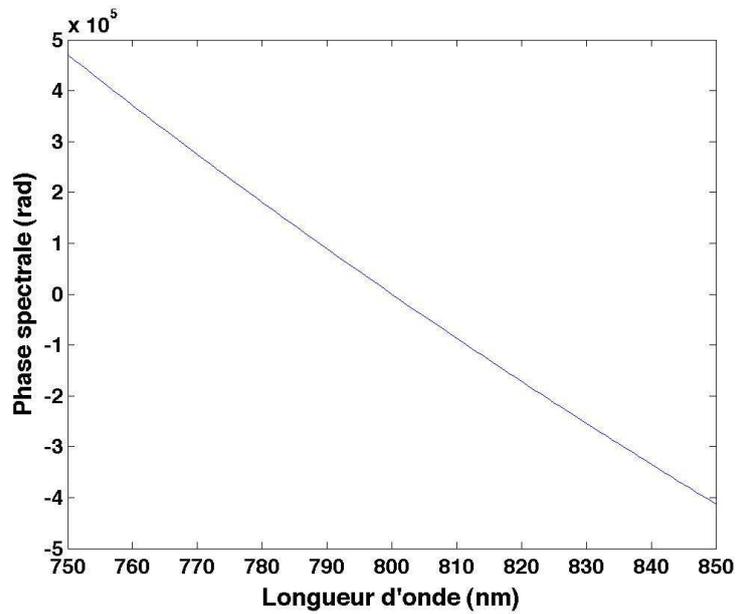


FIG. 3.12 – Phase spectrale calculée correspondant à la traversée des matériaux constituant la chaîne. Les termes de phase constant et linéaire ont été soustraits.

Élément optique	$\Phi^2(\lambda_0)$ (fs <sup>2</sup> )	$\Phi^3(\lambda_0)$ (fs <sup>3</sup> )	$\Phi^4(\lambda_0)$ (fs <sup>4</sup> )
Etireur (20 cm de verre type SF 57)	44206	31000	6730
Isolateur optique	5291	2693	-12
Cellule de Pockels + polariseurs	2473	1478	810
Cristal de Titane : saphir (10×8 mm)	4853	3360	-1245
Dazzler (dispersion du cristal de 45 mm)	22320	14580	8955
Dazzler (dispersion introduite avec l'onde acoustique)	-17000	30000	200000
Polariseurs en calcite type CVI CPAS (3×19.4 mm)	2270	1222	-58
Rotateur de Faraday	3854	1895	352
Lentilles diverses en silice	782	552	-211
Cristal de Titane : saphir (3×8mm)	1441	1008	-373
<b>TOTAL :</b>	<b>70490</b>	<b>91064</b>	<b>214954</b>

TAB. 3.5 – Dispersion introduite par les différents éléments de la chaîne.

### 3.4.2 Modélisation de la ligne à prismes

L'utilisation d'une paire de prismes pour comprimer temporellement des impulsions n'est pas nouvelle, de nombreux auteurs ont donné les expressions de la dispersion d'ordre deux négative introduite par une paire [9, 10, 11, 12] ou même une séquence arbitraire de prismes [13]. Toutefois, ces expressions ne permettent de calculer la dispersion d'ordre deux qu'à une longueur d'onde centrale et, point important, ne tiennent pas compte de la dispersion introduite par la traversée du matériau constituant les prismes. Or les impulsions ayant une durée de plus en plus courte, il devient intéressant de connaître la dispersion sur une large bande spectrale. Un seul auteur à notre connaissance a réalisé un calcul exact de cette dispersion pour un système à quatre prismes [14].

Nous avons calculé les expressions littérales exactes de la phase spectrale et de la dispersion de vitesse de groupe pour un système comprenant six prismes et ce en prenant en compte la traversée du matériau constituant les prismes. La seule approximation est que la taille du faisceau est ponctuelle. Si on considère un faisceau de diamètre 20 mm, la différence de GDD introduite par le compresseur entre deux points diamétralement opposés est de l'ordre de 1000 fs<sup>2</sup>.

Un compresseur à six prismes est représenté sur la figure 3.13. Si on veut un système à deux ou quatre prismes, il suffit de retirer à chaque fois un prisme dans chaque groupe et d'en tenir compte lors des calculs comme on va le voir. Sur le schéma, tous les prismes sont isocèles et possèdent le même angle au sommet  $\alpha$ . La longueur d'onde de référence (ou longueur d'onde centrale) est notée  $\lambda_0$ . Les angles  $\theta_j$  et  $\phi_j$  sont respectivement les angles d'incidence et de réfraction aux (j) interfaces air/prisme. On prend deux plans de référence P et P' pour le calcul de la phase spectrale.

La phase spectrale lors de la propagation d'une impulsion au travers d'un système optique s'écrit :

$$\Phi(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda} \sum_j n_j(\lambda) L_j = \frac{2\pi}{\lambda} P(\lambda) \quad (3.12)$$

où  $P(\lambda)$  est le chemin optique total. Calculons la dispersion de vitesse de groupe correspondante :

$$\frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} = \frac{d}{d\lambda} \left[ \frac{2\pi}{\lambda} P(\lambda) \right] \frac{d\lambda}{d\omega} \quad (3.13)$$

Si on tient compte du fait que :  $\frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{-\lambda^2}{2\pi c}$ , il vient :

$$\frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} = \frac{-1}{c} \left[ \lambda \frac{dP(\lambda)}{d\lambda} - P(\lambda) \right] \quad (3.14)$$

Après une seconde dérivation, la dispersion de vitesse de groupe peut s'exprimer comme :

$$\frac{d^2\Phi(\omega)}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2P(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (3.15)$$

L'évaluation des expressions (3.12) et (3.15) nécessite de calculer le chemin optique  $P(\lambda)$ , c'est ce que l'on se propose de faire dans la suite.

Le plus souvent, pour des raisons de facilité d'utilisation, l'angle d'incidence  $\theta_1$  est calculé de façon à ce qu'il corresponde à la condition du minimum de déviation du prisme à la longueur d'onde centrale. La

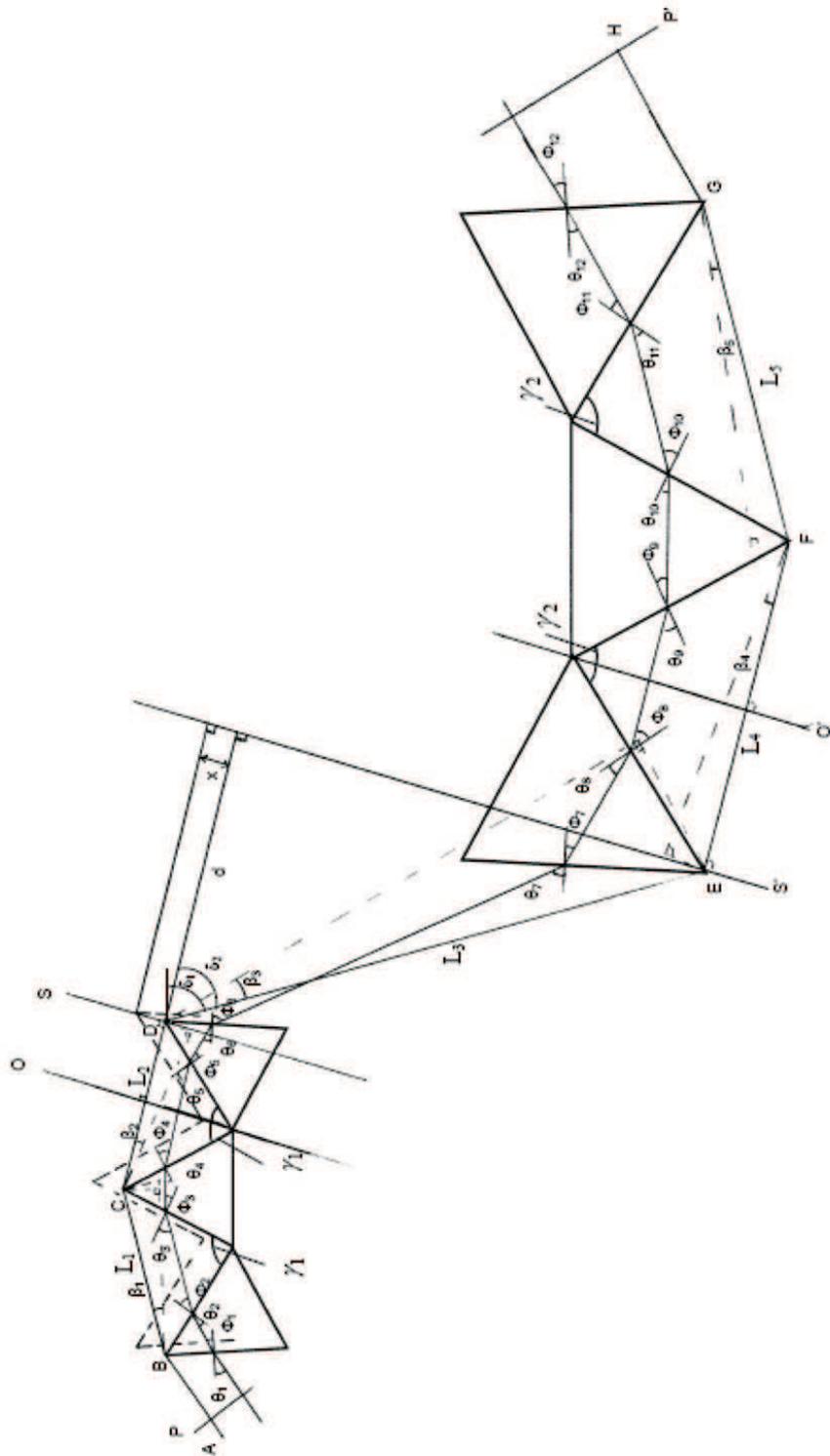


FIG. 3.13 – Schéma descriptif d'un compresseur à six prismes.

valeur de  $\theta_1$  est alors donnée par :

$$\theta_1 = \arcsin \left( n(\lambda_0) \sin \left( \frac{\alpha}{2} \right) \right) \quad (3.16)$$

Si en plus, on veut travailler à l'angle de Brewster afin de minimiser les pertes par réflexion, on doit avoir :

$$\theta_1 = \arctan \left( n(\lambda_0) \right) \quad (3.17)$$

L'intersection des conditions (3.16) et (3.17) fixe alors  $\theta_1$  et  $\alpha$ . Lorsque le rayon à  $\lambda_0$  passe par les points A, B, C, D, E, F, G et H, le système est dit dans la configuration de l'arrangement principal. On définit alors deux axes : O et O' perpendiculaires aux rayons CD et EF respectivement et donc parallèles. On définit également deux axes S et S', parallèles à O et O' et passant par le sommet des deux prismes intérieurs du système. La distance d est la distance perpendiculaire entre S et S'. Lorsque les groupes de prismes sont translatés le long des axes O et O', la distance d ne change pas. Le chemin optique entre les plans P et P' peut s'écrire (en utilisant le théorème donné en annexe B) :

$$P(\lambda) = AB + \sum_{i=1}^{n-1} L_i \cos \left( \beta_i(\lambda) \right) + GH \quad (3.18)$$

où n est le nombre total de prismes.

Les angles  $\beta_i$  sont définis comme suit :

$$\beta_i = \begin{cases} \delta_1 - \phi_n(\lambda) & \text{si } i = \frac{n}{2} \\ \phi_{2i}(\lambda) - \theta_{2i-1} & \text{si } i < \frac{n}{2} \\ -\phi_{2i+2}(\lambda) + \theta_{2i+1} & \text{si } i > \frac{n}{2} \end{cases}$$

Si on dérive deux fois l'expression (3.18) et que l'on tient compte des relations sur les angles  $\beta_i$ , on obtient après quelques pages de calculs une expression analytique de la dispersion de vitesse de groupe introduite par le système de prismes en fonction de la longueur d'onde et ce sans aucune approximation (sauf celle d'un faisceau ponctuel). A partir de ces expressions, on peut calculer analytiquement ou numériquement, les ordres de dispersions supérieurs. L'expression ainsi obtenue prend en compte la dispersion introduite par la traversée du matériau constituant les prismes. Le détail des calculs est donné en annexe C.

### 3.4.3 Mise en place du compresseur hybride

Comme pour le système décrit au chapitre 2 de la partie 2, nous avons décidé d'utiliser un étage de compression hybride constitué d'une ligne à prismes et d'une paire de miroirs chirpés :

- La ligne à prismes est constituée de 6 prismes isocèles en silice de grande dimensions comme le montre la figure 3.14. En effet, l'énergie de l'impulsion étant élevée (6 mJ en sortie d'amplificateur), il nous faut utiliser un faisceau de grande taille (20 mm de diamètre) si on veut éviter au maximum les effets non linéaires dans le matériau constituant les prismes. Le premier groupe de trois prismes

possède une tranche de 10 cm et une entrejoue de 15 cm ; le second groupe, a lui, une tranche de 15 cm et une entrejoue de 15 cm. Nous avons choisi la silice car c'est le matériau qui introduit le moins de dispersion d'ordres élevés pour une quantité de dispersion d'ordre 2 (GDD) donnée. L'angle au sommet des prismes  $\alpha$  vaut  $69,1^\circ$ . Afin de s'assurer que la taille des prismes était suffisante (en regard de la taille de faisceau que nous souhaitions utiliser) nous avons également modélisé le compresseur à l'aide du logiciel Zemax comme le montre la figure 3.15.

- Les miroirs chirpés utilisés sont les mêmes que ceux décrits dans le chapitre 2 de la partie 2. On rappelle qu'ils introduisent une GDD de  $-200 \text{ fs}^2$  par rebond avec un angle d'incidence de  $15^\circ$ . Leur réflectivité est supérieure à 99,5% sur une plage spectrale comprise entre 760 et 840 nm.



FIG. 3.14 – Prismes en silice utilisés dans le compresseur de la chaîne. Le paquet de cigarettes permet de se faire une idée de la taille peu commune de ces prismes.

On peut fixer la quantité de dispersion d'ordre 2 introduite par la ligne à prismes en mettant la bonne distance  $L_3$  entre les deux groupes de prismes. Une fois cette distance fixée, les ordres supérieurs de dispersion le sont eux aussi, en effet on n'a pas d'autres paramètres libres permettant de les ajuster. Le code de calcul que nous avons développé permet de calculer la phase spectrale et donc les valeurs des ordres de dispersion sur toute la bande spectrale couverte par le spectre de l'impulsion.

L'angle d'incidence du faisceau sur la face du premier prisme  $\theta_1$  est calculé de manière à ce qu'il corresponde à l'angle de Brewster afin de minimiser les pertes par réflexion à l'interface air-verre. La distance du centre du faisceau au sommet du premier prisme  $d$  est choisie de manière à ce que le faisceau de diamètre 20 mm traverse le premier groupe de prismes sans être coupé spatialement. La longueur d'onde centrale  $\lambda_0$  et la largeur spectrale  $\Delta\lambda$  sur lesquelles on calcule la phase spectrale sont données par le spectre mesuré en sortie d'amplificateur. La quantité de dispersion d'ordre deux (à la longueur d'onde centrale) que l'on veut compenser est quant à elle de  $64090 \text{ fs}^2$ . Elle est calculée à partir de la valeur indiquée dans le tableau 3.4 à laquelle on enlève la GDD qui va être introduite par les miroirs chirpés. Les paramètres utilisés pour la modélisation sont listés dans le tableau 3.6.

La figure 3.16 montre les courbes calculées de dispersion d'ordre 2 (GDD), 3 (TOD) et 4 (FOD) pour cette ligne à prismes de manière à ce que la quantité de dispersion d'ordre 2 à 800 nm soit égale à  $-64090 \text{ fs}^2$  (courbes en bleu). La distance calculée entre les prismes est alors de 4,3 m. Cette distance est en accord avec celle trouvée expérimentalement, ce qui montre que le code de calcul fonctionne bien. On peut voir

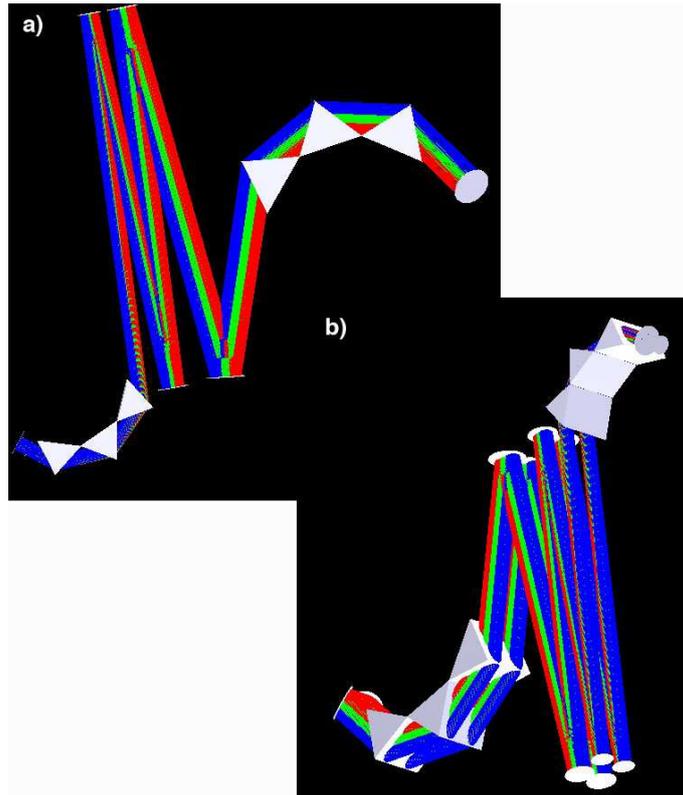


FIG. 3.15 – Dessin 3D du compresseur à prismes réalisé à l’aide du logiciel Zemax : a) vue de dessus, b) vue en perspective. Le système est utilisé en double passage, les faisceaux aller et retour sont décalés en hauteur à l’aide d’un dièdre de repli.

Angle d’incidence $\theta_1$	d	$\lambda_0$	$\Delta\lambda$	$\Phi^2(\lambda_0)$	$\Phi^3(\lambda_0)$	$\Phi^4(\lambda_0)$
$55,6^\circ$	30 mm	800 nm	750-850 nm	-64090 fs <sup>2</sup>	-95760 fs <sup>3</sup>	-262710 fs <sup>4</sup>

TAB. 3.6 – Valeurs des paramètres utilisés pour le calcul de la dispersion introduite par la ligne à prismes.

que la dispersion d’ordre 2 est toujours négative sur la plage spectrale qui nous intéresse, on n’aura donc pas de problème pour compenser la dispersion positive de toutes les composantes spectrales de l’impulsion. Les quantités d’ordre 3 et 4 sont respectivement de -95760 fs<sup>3</sup> et -262710 fs<sup>4</sup> à 800 nm. Sur la figure 3.16, nous avons également représenté les quantités de dispersion introduites lorsque la distance entre les prismes vaut 4,2 m et 4,4 m respectivement en rouge et en vert. On peut voir que pour une variation de 10 cm de cette distance, la quantité de dispersion d’ordre 2 ne varie que de 2000 fs<sup>2</sup> environ. En comparaison à un compresseur à réseaux, cette variation est très faible. Cette simple constatation nous permet de dire qu’une ligne à prismes est moins sensible à l’alignement qu’un compresseur à réseaux, ce qui est un avantage pour l’utilisateur. En sortie de compresseur, le diamètre du faisceau est de 20 mm environ.

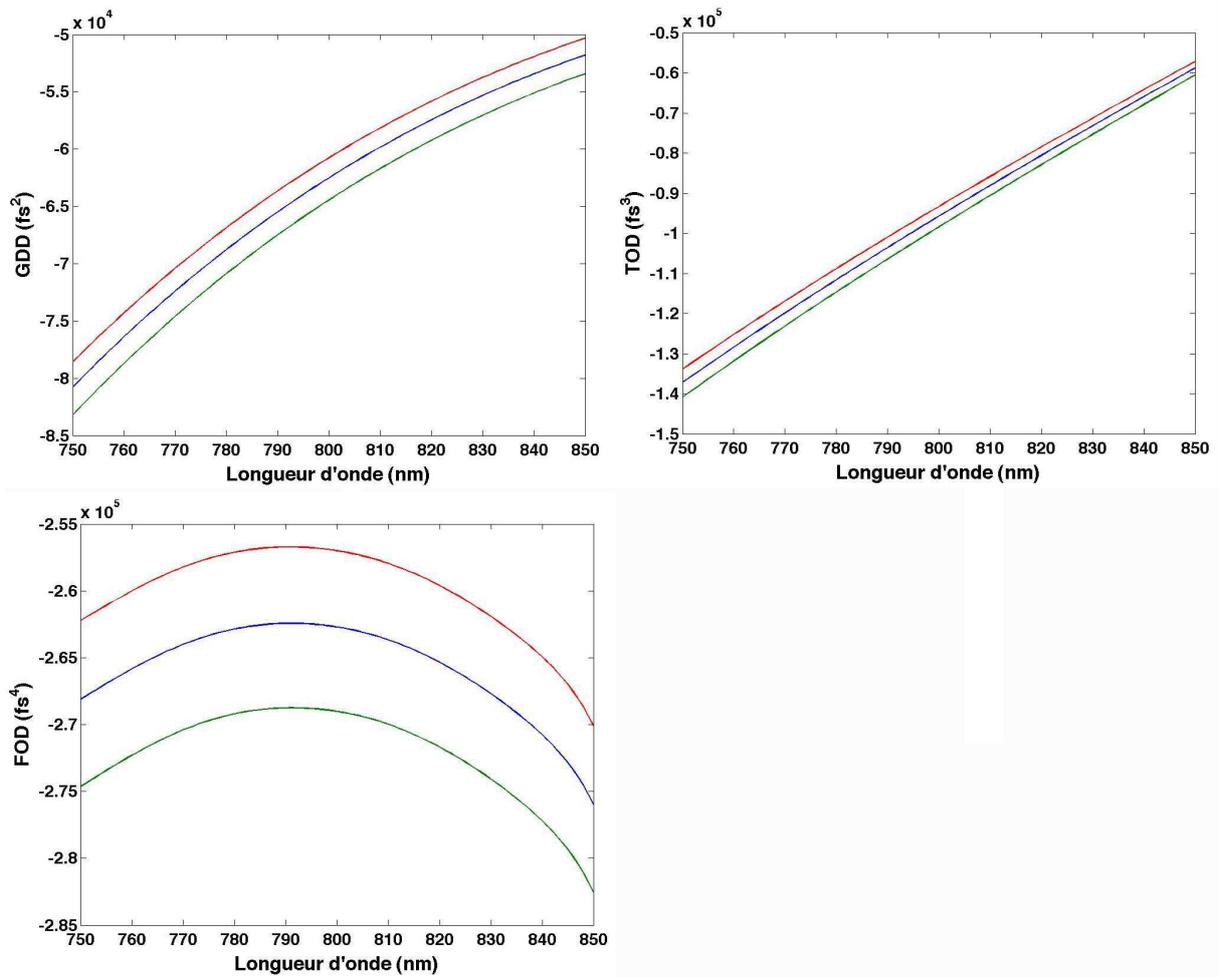


FIG. 3.16 – Courbes calculées de variation des dispersions d'ordre 2 (GDD), 3 (TOD) et 4 (FOD) introduites par la ligne à prismes. La distance entre les deux groupes de prismes est alors de 4,3 m dans la configuration optimale (courbes en bleu). Les quantités de dispersion introduites lorsque la distance entre les prismes vaut 4,2 m et 4,4 m sont indiquées respectivement en rouge et en vert.

### 3.4.4 Caractéristiques temporelles de l'impulsion

Après les miroirs chirpés, l'impulsion est caractérisée temporellement à l'aide d'un dispositif SPIDER. Le résultat de la mesure représentée sur la figure 3.17 indique que l'impulsion possède une durée à mi-hauteur de 23 fs, sans distorsions majeures. Le résidu de phase spectrale est faible attestant de la qualité de la compression. Une mesure d'autocorrélation interférométrique effectuée en parallèle confirme que la durée de l'impulsion est d'environ 23 fs.

Toutefois on peut noter la présence d'un piédestal sur le front avant de l'impulsion. Ce piédestal est dû à des défauts de compression et entraîne une diminution du contraste cohérent. Nous avons tenté de faire varier manuellement les coefficients du polynôme de Taylor de la phase spectrale introduite par le Dazzler afin d'optimiser la compression, mais sans succès. Cette phase spectrale résiduelle possède donc une loi de variation qu'il n'est pas possible d'approximer par un polynôme d'ordre 4 (ordre maximal accessible par l'utilisateur sur le logiciel de contrôle du Dazzler). Il est toutefois possible de compenser ces termes de dispersion d'ordres élevés. Une fois la phase spectrale de l'impulsion mesurée, il est possible de créer un fichier de phase de signe opposé qui sera utilisé par le logiciel du Dazzler pour effectuer la compensation. Comme on va le voir par la suite, l'utilisation d'un dispositif semi-automatique de mesure et de compensation de la phase spectrale résiduelle va permettre d'optimiser la phase spectrale de l'impulsion en sortie de compresseur.

L'énergie de l'impulsion est de 4 mJ. L'efficacité globale du compresseur est donc de 67% ce qui est excellent. Afin de vérifier que le contraste de l'impulsion est satisfaisant, nous avons effectué une mesure

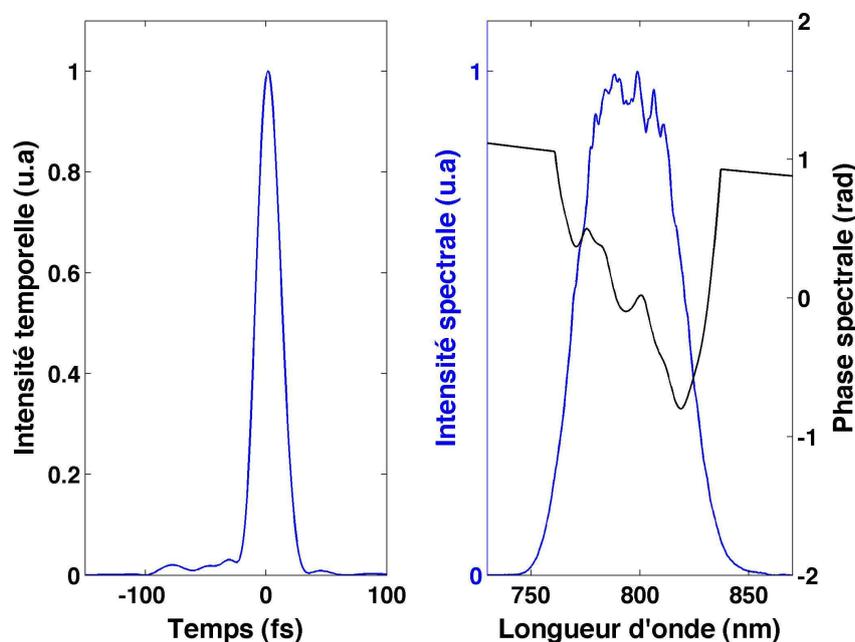


FIG. 3.17 – Mesure SPIDER de l'impulsion après compression hybride. a) Intensité temporelle, b) phase spectrale (en noir) et spectre mesuré (en bleu). La durée à mi-hauteur de l'impulsion est de 23 fs.

à l'aide d'un corrélateur grande dynamique. La trace de corrélation est représentée sur la figure 3.18. Le

contraste est de  $5.10^5$  pour un délai de 3 ps et de  $3.10^7$  à un délai de 15 ps. Le niveau d'ASE est d'environ  $1.10^{-7}$  à 40 ps. Le niveau du bruit de mesure est à  $10^{-9}$ . Une solution simple pour améliorer le contraste serait de placer des trous de filtrage de l'ASE dans le second étage d'amplification.

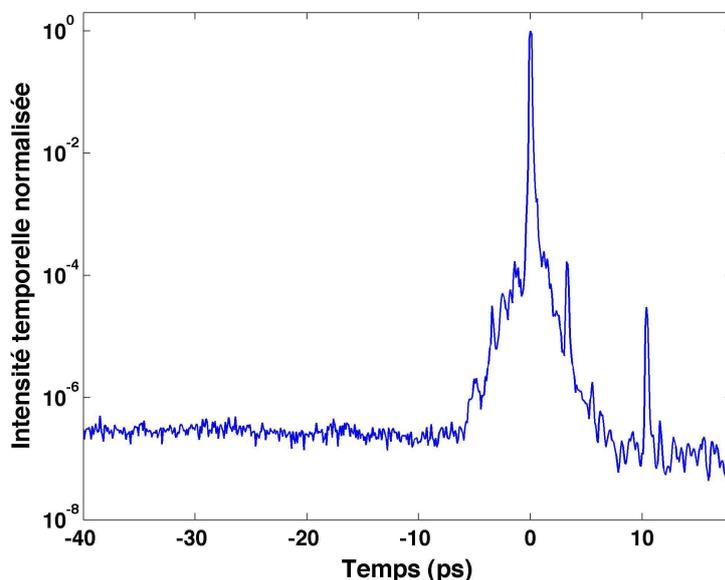


FIG. 3.18 – Mesure de corrélation grande dynamique de l'impulsion de 23 fs issue du système avec compresseur hybride. Le contraste est de  $5.10^5$  pour un délai de 3 ps et de  $3.10^7$  à un délai de 15 ps. Le niveau d'ASE est d'environ  $1.10^{-7}$  à 40 ps. Le niveau du bruit de mesure est à  $10^{-9}$ .

A l'aide d'une photodiode rapide et d'un oscilloscope numérique, nous avons mesuré la stabilité en énergie de l'impulsion issue du système. Sur une durée de 10 minutes, la déviation standard de la fluctuation en énergie est égale 2,6 % de l'énergie moyenne. Cette instabilité, provenant du fait que le second étage d'amplification n'est pas saturé est gênante pour les applications. Il serait donc souhaitable d'ajouter une quatrième passage afin de saturer le second étage d'amplification et ainsi d'améliorer la stabilité en énergie des impulsions.

### 3.4.5 Caractéristiques spatiales du faisceau

Afin de déterminer la qualité spatiale du faisceau, nous avons enregistré à l'aide d'une caméra CMOS (type WinCam DV) le profil d'intensité spatiale du faisceau focalisé à l'aide d'un miroir concave ( $f=1,5$  m) et ce pour différentes positions  $z$  de part et d'autre du waist (position  $z_0$ ). A l'aide de ces mesures, nous avons pu déterminer le rayon à  $1/e^2$  en intensité du faisceau en fonction de la distance au waist ( $z - z_0$ ). La figure 3.18 représente la variation des rayons à  $1/e^2$  :  $W_x$  et  $W_y$  (respectivement selon les axes  $x$  et  $y$ ) pour différentes abscisses de propagation ( $z - z_0$ ) de part et d'autre du waist. Les rayons selon les axes  $x$  et  $y$  du waist sont respectivement  $W_{x_0} = 87 \mu\text{m}$  et  $W_{y_0} = 80 \mu\text{m}$ , le faisceau présente également de l'astigmatisme.

On peut juger la qualité d'un faisceau en comparant sa propagation à celle d'un faisceau gaussien de waist  $W_0$ , et de longueur d'onde centrale  $\lambda$ . L'équation donnant la taille du rayon à  $1/e^2$  :  $W(z - z_0)$  d'un tel faisceau en fonction de la distance au waist est donnée par :

$$W^2(z - z_0) = W_0^2 + \left( \frac{\lambda}{\pi W_0} \right)^2 (z - z_0)^2 \quad (3.19)$$

Un paramètre permettant de quantifier l'écart de la divergence du faisceau considéré à celle d'un faisceau gaussien est appelé facteur  $M^2$ . Ainsi, l'équation régissant la propagation du faisceau que l'on souhaite qualifier peut être donnée en bonne approximation par :

$$W^2(z - z_0) = W_0^2 + \left( \frac{M^2 \lambda}{\pi W_0} \right)^2 (z - z_0)^2 \quad (3.20)$$

Pour chaque direction  $x$  et  $y$ , nous avons calculé la fonction dont la forme est donnée par (3.20) s'approchant au mieux des valeurs expérimentales (cf figure 3.18, courbes en rouge). Selon l'axe des  $x$ , le facteur  $M_x^2 = 1,9$  et selon l'axe des  $y$ ,  $M_y^2 = 2$ . La qualité spatiale du faisceau n'est donc pas excellente, de plus comme on peut le voir sur la figure 3.18, après le foyer, le profil d'intensité spatiale du faisceau devient très différent de celui d'un mode gaussien, présentant une asymétrie prononcée.

## 3.5 Optimisation de la compression temporelle à l'aide du Dazzler-scope

### 3.5.1 Principe de la mesure

Parmi les activités de recherche du groupe PCO, il existe une collaboration avec la société Faslite. Lorenzo Canova, doctorant au sein du groupe travaille donc en partenariat avec cette société afin de développer des dispositifs innovants de caractérisation et d'optimisation de la durée temporelle d'impulsions ultra-brèves. Parmi ces dispositifs, le Dazzlerscope [15] est un outil permettant la mesure de la phase spectrale de l'impulsion issue de la chaîne laser. Il comporte aussi une boucle de rétro-action informatique, qui permet de corriger cette phase spectrale résiduelle à l'aide du Dazzler de la chaîne. Cette technique permet de compenser les termes de phase pouvant se décomposer en un développement de Taylor mais aussi ceux ayant une variation plus exotique (par exemple une phase sinusoïdale).

Le principe de la mesure a été démontré par Lozovoy V *et. al* [16] en 2008. Il est basé sur le fait que tous les processus optiques non linéaires (la génération de seconde harmonique dans le cas présent), sont sensibles à la dérivée seconde de la phase spectrale, c'est-à-dire à la dispersion de vitesse de groupe  $\Phi''(\omega)$ . Considérons une impulsion dont la dispersion de vitesse de groupe (inconnue) varie comme le montre la courbe en rouge de la figure 3.19 a). Nous introduisons une série de fonctions  $f''(\omega)$  et nous calculons pour quelle valeur de  $\omega$ , ces fonctions intersectent la fonction inconnue  $\Phi''(\omega)$ . A chaque point d'intersection (cercles en vert sur la figure 3.19 a)), l'équation  $\Phi''(\omega) = f''(\omega)$  est vérifiée. Si on connaît exactement les fonctions  $f''(\omega)$ , la fonction  $\Phi''(\omega)$  peut être déduite directement.

De façon pratique, les fonctions de références  $f''(\omega)$  les plus simples sont les fonctions constantes (lignes horizontales en pointillés sur la figure). Lorsque le chirp introduit compense la valeur inconnue de

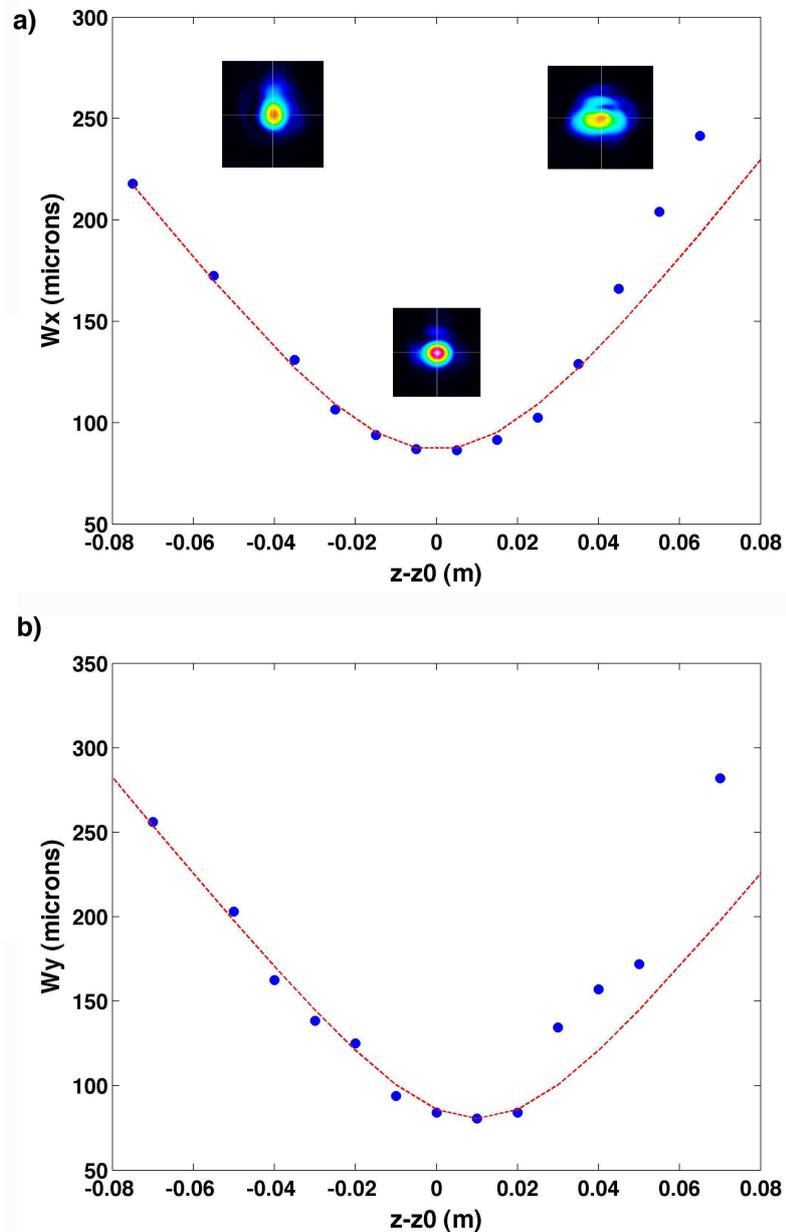


FIG. 3.19 – Mesure du profil d'intensité spatiale du faisceau focalisé à l'aide d'un miroir concave ( $f=1,5$  m) pour différentes positions ( $z - z_0$ ) de part et d'autre du waist. a) Rayon à  $1/e^2$  en intensité  $W_x$  mesuré selon l'axe  $x$  (en bleu) et meilleure approximation de ces valeurs par une courbe de type (3.20) calculée (en rouge). b) Rayon à  $1/e^2$  en intensité  $W_y$  mesuré selon l'axe  $y$  (en bleu) et meilleure approximation de ces valeurs par une courbe de type (3.20) calculée (en rouge). Des profils de faisceau enregistrés à  $(z - z_0) = -4$  cm,  $0$  cm et  $+4$  cm sont également représentés.

$\Phi''(\omega)$ , l'équation  $\Phi''(\omega) - f''(\omega) = 0$  est vérifiée. C'est à cette fréquence que la génération de seconde harmonique atteint son intensité maximale (voir figure 3.19 b)). C'est cette condition qui nous permet de connaître la position de chaque intersection.

Expérimentalement, le spectre généré de seconde harmonique est enregistré à l'aide d'un spectromètre pour chaque fonction  $f''(\omega)$  (voir figure 3.19 b)). Les fonctions de référence sont générées par un Dazzler situé dans l'instrument de mesure. Ces spectres sont ensuite utilisés pour construire une figure à deux dimensions donnant l'intensité de la seconde harmonique  $I_{SHG} = g(\omega, f''(\omega))$  (figure 3.19 c)). La valeur de  $\Phi''(\omega)$  est donnée par la courbe passant par les maxima du spectrogramme 2D (courbe en rouge de la figure 3.19 c)). La valeur des ordres supérieurs de dispersion est obtenue par dérivation numérique de la courbe  $\Phi''(\omega)$ .

Ces valeurs de dispersion de la phase spectrale sont ensuite envoyées à l'électronique de contrôle du Dazzler de la chaîne qui va réaliser la compensation. Cela va permettre d'obtenir une phase spectrale plate et donc d'optimiser le profil d'intensité temporelle de l'impulsion lumineuse issue du laser.

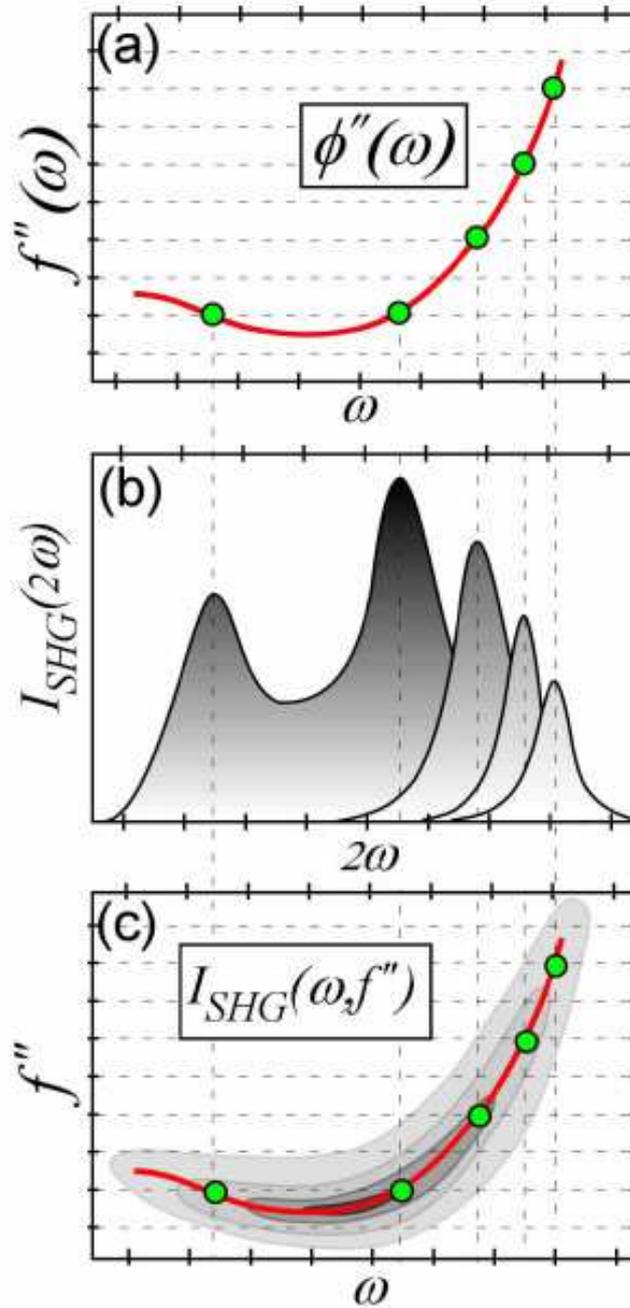


FIG. 3.20 – Principe de la méthode de mesure utilisée dans le Dazzlerscope. a) La fonction inconnue  $\Phi''(\omega)$  est obtenue en utilisant une série de fonctions de référence. Ces fonctions introduisent un chirp linéaire et sont représentées par les lignes en pontillés horizontales. b) Le maximum de l'intensité de la seconde harmonique générée pour chaque fréquence indique que la valeur du chirp de référence compense exactement la valeur de  $\Phi''(\omega)$ . c) Un spectrogramme à 2 dimensions représentant les courbes d'isointensité de la seconde harmonique en fonction de la fréquence et du chirp permet d'obtenir directement  $\Phi''(\omega)$ .

### 3.5.2 Résultats expérimentaux

Lors des essais effectués en salle noire, c'est le Dazzler de la chaîne qui a été utilisé pour effectuer le balayage en  $\Phi''(\omega)$ . Les valeurs de  $\Phi''(\omega)$  introduites lors du balayage sont limitées à  $\pm 2000 \text{ fs}^2$  afin d'éviter tout incident conduisant à un endommagement de la chaîne. Expérimentalement, après avoir aligné le faisceau dans le dispositif de mesure, on lance une acquisition à l'aide du logiciel du Dazzlerscope. L'appareil effectue alors un balayage en  $\Phi''(\omega)$  : il enregistre le spectre de la seconde harmonique générée pour différentes valeurs de dispersion introduites par le Dazzler de la chaîne. On obtient alors le spectrogramme représenté sur la figure 3.20 a). Ce balayage en  $\Phi''(\omega)$  a été réalisé avant optimisation de la phase spectrale de l'impulsion. Le fait que le maximum de l'intensité spectrale ne coïncide pas à une valeur nulle de la dispersion de vitesse de groupe (GDD) indique la présence de dispersion d'ordre deux dans la phase spectrale de l'impulsion (ici  $\text{GDD}=500 \text{ fs}^2$ ). La forme en S du spectrogramme indique elle, la présence d'ordre trois. La phase spectrale mesurée est représentée par la courbe constituée des cercles en noir.

Après deux itérations de mesure et de compensation de la phase spectrale polynomiale résiduelle, nous avons obtenu le spectrogramme de la figure 3.20 b). Cette fois, le maximum de l'intensité spectrale et le zéro de la GDD coïncident presque, la dispersion d'ordre deux a donc été pratiquement compensée. On voit également que la phase spectrale mesurée (cercles noirs) présente des oscillations. Ces oscillations sont dues aux termes de phase apportés par l'auto-modulation de phase.

Nous avons alors effectué une dernière itération en demandant au programme de compenser aussi le terme oscillant de la phase. Le résultat est montré sur la figure 3.20 c). La phase spectrale est presque plate : le terme oscillant a été éliminé. La figure du spectrogramme est plus symétrique et plus large que dans le cas précédent. cela est également révélateur, que l'impulsion lumineuse est plus courte.

Afin de confirmer le résultat de la mesure, nous avons effectué en parallèle une mesure SPIDER de l'impulsion après optimisation de la phase spectrale. Le résultat de la mesure est représenté sur la figure 3.21. La durée à mi-hauteur en intensité est de 21,4 fs, le profil d'intensité temporel semble satisfaisant. La phase spectrale reste comprise en 0 et 0.6 radians entre 755 et 848 nm ce qui est très bon.

Concomitamment, nous avons effectué une mesure à l'aide d'un autocorrélateur interférométrique du second ordre (Femtometer 10, Femtolasers GmbH). La trace d'autocorrélation est représentée sur la figure 3.22. Le contraste est de (1 : 8). La durée calculée en supposant une forme en sécante hyperbolique carrée pour l'impulsion est de 23 fs environ, ce qui confirme la mesure SPIDER. Il apparaît donc que cette technique de mesure et d'optimisation de la phase spectrale est un outil très efficace. Elle permet de compenser d'une part la dépendance polynomiale et d'autre part la dépendance oscillante de la phase spectrale de l'impulsion après quelques itérations.

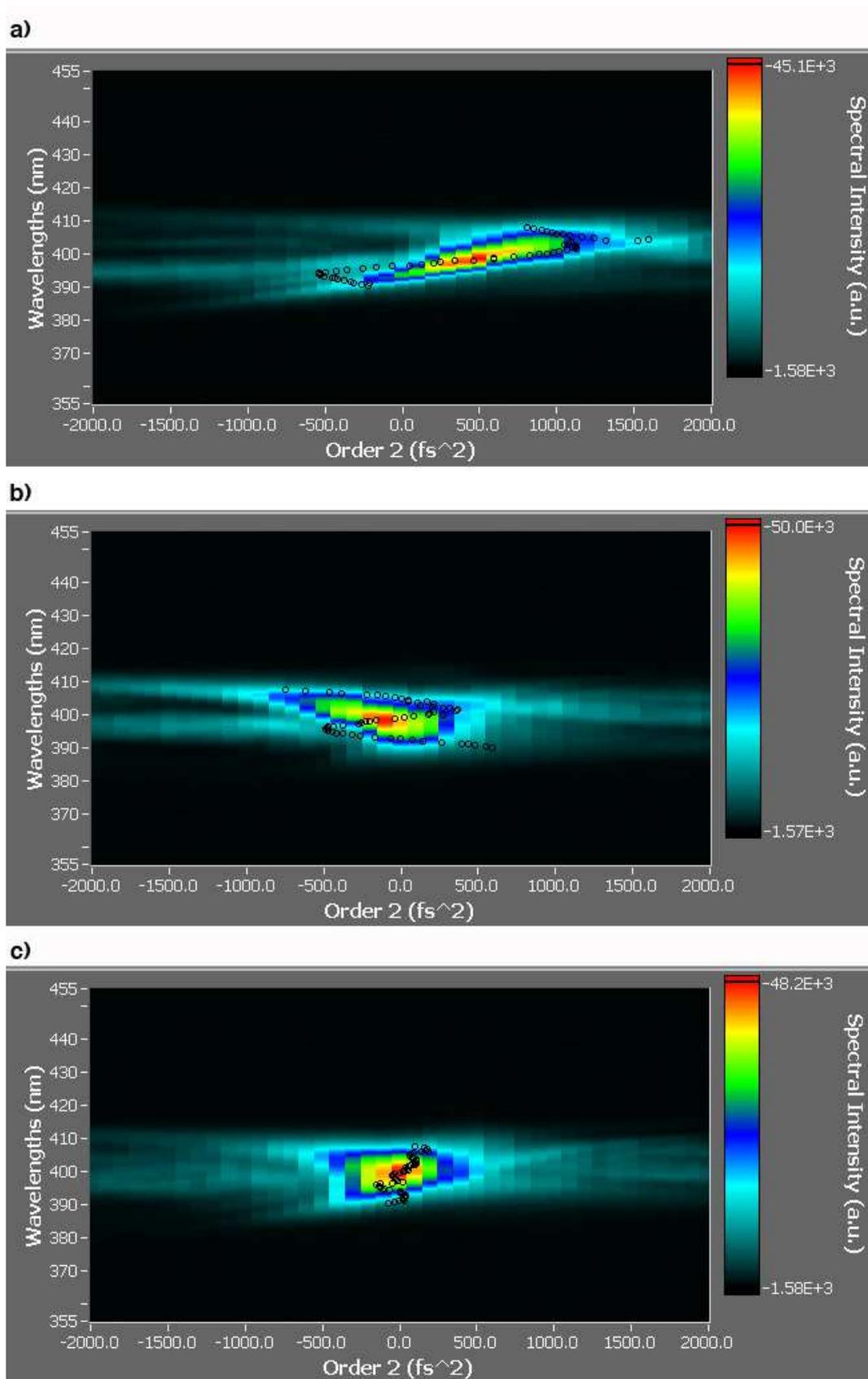


FIG. 3.21 – Spectrogramme obtenu à l'aide du dispositif de mesure Dazzlerscope. La courbe constituée de cercles noirs représente la phase spectrale calculée de l'impulsion. a) Scan en  $\Phi''(\omega)$  réalisé sur une impulsion avant optimisation de la phase spectrale. b) Scan réalisé après compensation du terme polynomial de la phase. On voit clairement un terme sinusoïdal présent sur la phase spectrale. c) Scan en  $\Phi''(\omega)$  obtenu après compensation du terme oscillant de la phase spectrale résiduelle. Les oscillations sur la phase spectrale ont été réduites.

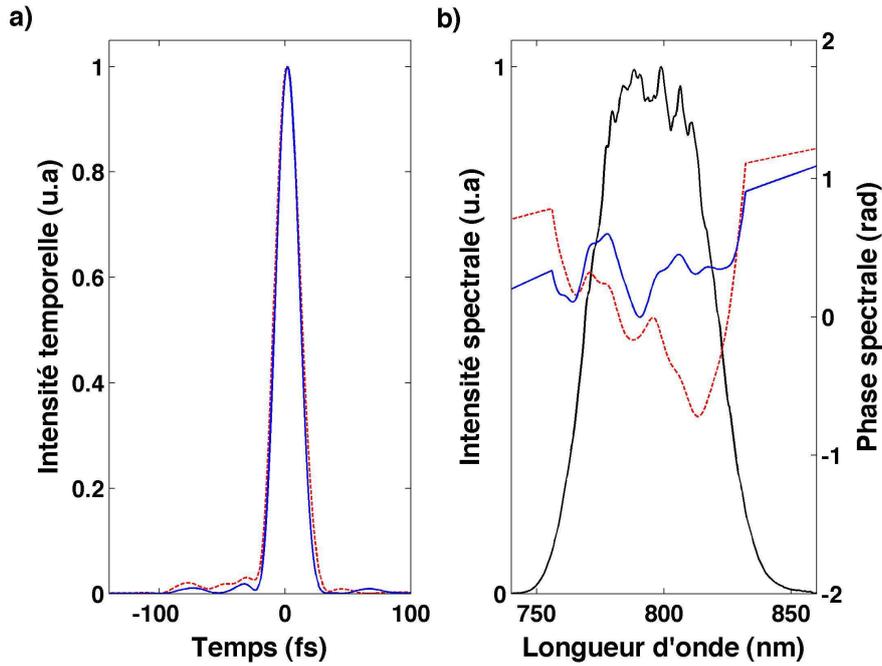


FIG. 3.22 – Mesure SPIDER de l’impulsion après optimisation de la phase spectrale à l’aide du Dazzlerscope. a) Intensité temporelle (en bleu), b) phase spectrale (en bleu) et spectre mesuré (en noir). La durée à mi-hauteur de l’impulsion est de 21,4 fs. A titre de comparaison, l’intensité temporelle et la phase spectrale de l’impulsion (durée égale à 23 fs) sans optimisation à l’aide du Dazzlerscope sont représentés en rouge.

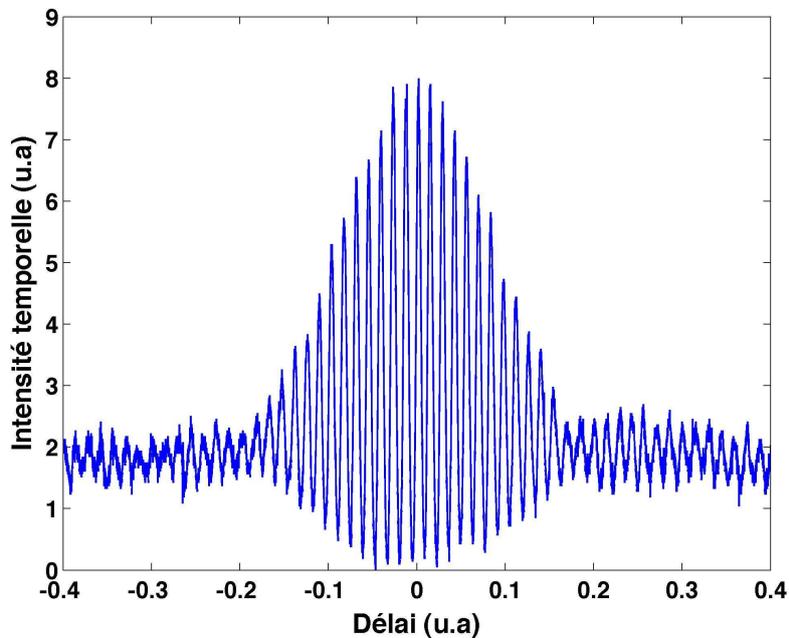


FIG. 3.23 – Trace d’autocorrélation interférométrique des impulsions après optimisation de la phase spectrale à l’aide du Dazzlerscope. La période d’une frange est de 2,66 fs ( $\lambda_0=800$  nm). Le nombre de franges est de 16. En supposant une forme en sécante hyperbolique carrée, la durée de l’impulsion est de 22,8 fs environ.

### 3.6 Conclusion

Les travaux théoriques et expérimentaux réalisés ont permis de mettre en place une source laser délivrant des impulsions ayant une durée de 22 fs à mi-hauteur en intensité et une énergie de 4 mJ avec un taux de répétition de 1 kHz. Par rapport au système commercial, la durée des impulsions a été diminuée de 20 % et l'énergie multipliée par 3,3. Le niveau de contraste est de  $10^7$  à 15 ps ce qui satisfaisant. De plus, l'architecture du système commercial de stabilisation de la CEP pourra être utilisée sur ce système. L'objectif initial d'une source sub-25 fs, multi-mJ à 1 kHz est donc atteint.

Le modèle de Frantz et Nodvik 1D utilisé pour les simulations sur le second étage d'amplification permet d'avoir des résultats qualitatifs qui sont une aide précieuse pour la préparation de la mise en place expérimentale de l'amplificateur. Toutefois au vu des comparaisons avec les résultats expérimentaux, il ne permet pas d'obtenir des résultats quantitatifs précis. L'utilisation d'un code de calcul plus complet du type CommodPro s'avère nécessaire si on veut prendre en compte des effets tels que l'auto-modulation de phase, l'autofocalisation, l'absorption résonante etc... de manière à obtenir des simulations plus précises. L'architecture expérimentale de l'amplificateur a été choisie de façon à rester la plus simple et robuste possible. Le nombre de passages dans le second étage d'amplification est surtout limité par le fait que l'intégrale B devient forte dû au faible facteur d'étirement. Le faisceau issu de l'amplificateur bien que présentant un léger astigmatisme possède un profil spatial satisfaisant, sans surintensités. L'utilisation active du Dazzler afin de mettre en forme le spectre permet d'obtenir un spectre large en sortie d'amplificateur.

La mise en place d'un système de compression hybride a permis de s'affranchir en grande partie des effets d'auto-modulation de phase dans le matériau constituant les prismes du compresseur. Ce compresseur associé à une gestion globale de la phase spectrale grâce d'une part à des calculs préliminaires et d'autre part au dispositif Dazzlerscope (optimisation de la phase spectrale) ont permis d'obtenir des impulsions sub-25 fs, presque limitées par transformée de Fourier. Ceci signifie que la phase résiduelle est faible. Le Dazzlerscope semble être un outil très puissant permettant de compenser les termes non linéaires de phase spectrale. Il reste quelques points à améliorer sur cette source. Tout d'abord, il serait très souhaitable d'étirer un peu plus l'impulsion avant amplification. En effet la durée actuelle de l'impulsion étirée est faible (limitée par la quantité de dispersion compensable par la ligne à prismes). Une impulsion plus longue permettrait de faire baisser la valeur de l'intégrale B, importante sur ce système et conduisant à des modifications non souhaitables du spectre de l'impulsion en sortie de chaîne. La modification du facteur d'étirement impliquerait aussi la mise en place d'un compresseur à réseaux en transmission permettant de compenser des quantités de dispersion plus importantes tout en gardant un dispositif compact autorisant la stabilisation de la CEP des impulsions. Cela impliquerait également de revoir complètement la gestion de la phase spectrale de la chaîne puisque le compresseur à réseaux introduit une grande quantité de dispersion d'ordre trois positive. En second lieu, il serait souhaitable de placer des trous de filtrage dans le second amplificateur : cela permettrait de diminuer le niveau d'ASE et d'atteindre le même niveau de contraste que le système commercial. Troisièmement, la qualité spatiale du faisceau comprimé reste à améliorer, soit en utilisant des prismes de meilleure qualité optique soit en utilisant des réseaux pour la compression. Dernier point, mais non le moindre, il reste

à effectuer la stabilisation en CEP de la chaîne. Personne n'a encore réalisé cela avec des impulsions de 4 mJ et de durée 22 fs. Nous pensons que le faible facteur d'étirement utilisé et donc l'utilisation d'un étage de compression peu dispersif (compresseur hybride ou compresseur à réseaux compact) sera un avantage lors de la stabilisation de la CEP du système.

# Bibliographie

- [1] Frantz L. M. and Nodvik J. S., "Theory of pulse propagation in a laser amplifier", **J. of Appl. Phys.** Vol. 34 No. 8, p 2346-2349 (1963).
- [2] Utilisation du logiciel CommodPro, développé par la société Oxalis-Laser ([www.oxalis-laser.com](http://www.oxalis-laser.com)).
- [3] Ferré S., "Caractérisation expérimentale et simulation des effets thermiques d'une chaîne laser ultra-intense à base de saphir dopé au titane", Thèse de doctorat de l'École Polytechnique (2002).
- [4] Basov N. G., Ambartsumyan R. V., Zuev V. S., Kryukov P. G. and Letokhov V. S., "Nonlinear amplification of light pulses", **Soviet Physics JETP** Vol. 23 No. 1, p 16-22 (1966).
- [5] Planchon T., "Modélisation des processus liés à l'amplification et à la propagation d'impulsions très étirées dans des chaînes laser de très haute intensité", Thèse de doctorat de l'École Polytechnique (2003).
- [6] Albrecht G. F., Eggleston J. M. and Ewing J. J., "Measurements of  $Ti^{3+} : Al_2O_3$  as a lasing material", **Optics Com.** Vol. 52 No. 6, p 401-404 (1985).
- [7] Wall K. F. and Sanchez A., "Titanium sapphire lasers", **The Lincoln Laboratory Journal** Vol. 3 No. 3, p 447-462 (1990).
- [8] Backus S., Durfee C. G. III, Murnane M. and Kapteyn H. C., "High power ultrafast lasers", **Rev. of Sci. Inst.** Vol. 69 No. 3, p 1207-1223 (1998).
- [9] Duarte F. J. and Piper J. A., "Dispersion theory of multiple prism beam expanders for pulsed dye laser", **Optics Com.** Vol. 53 No. 5, p 303 (1982).
- [10] Gordon J. P., Fork R. L. and Martinez O. E., "Negative dispersion using a pair of prisms", **Optics Letters** Vol. 9 No. 5, p 150-152 (1984).

- [11] Gordon J. P. and Fork R. L., "Optical resonator with negative dispersion", **Optics Com.** Vol. 53 No. 5, p 153 (1984).
- [12] Cojocaru E., "Analytic expressions for the fourth and the fifth order dispersion of crossed prisms pair", **Appl. Optics.** Vol. 42 No. 34, p 6910 (2003).
- [13] Sherriff R. E., "Analytic expressions for group delay dispersion and cubic dispersion in arbitrary prism sequences", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 15 No. 3, p 1224 (1998).
- [14] Cheng Z., Krausz F. and Spielmann Ch., "Compression of 2 mJ, kHz laser pulses to 17.5 fs by pairing double-prism compressor :analysis and performance", **Optics Com.** Vol. 20 No. 1, p 145 (2002).
- [15] Site de la société Fastlite : [www.fastlite.com](http://www.fastlite.com).
- [16] Lozovoy V. V., Xu B., Coello Y. and Dantus M., "Direct measurement of spectral phase for ultrashort laser pulses", **Optics Express** Vol. 16 No. 2, p 593-597 (2008).

## **Troisième partie**

# **Génération d'impulsions de quelques cycles optiques**

# Chapitre 1

## Introduction

La durée des impulsions lumineuses que l'on peut produire à l'aide de la technique d'amplification à dérive de fréquence est limitée à environ 18 fs [1, 2] pour des impulsions dont l'énergie est de l'ordre du mJ avec un taux de répétition de 1 kHz. En effet, lors de l'amplification, le spectre de l'impulsion est modifié par le gain du milieu amplificateur. Les deux principaux effets sont le rétrécissement de la largeur spectrale et le décalage de la longueur d'onde centrale du spectre. Ces effets sont dus au fait que le gain du Titane : Saphir dépend de la fréquence. La diminution de la largeur spectrale implique l'augmentation de la durée limitée par transformée de Fourier des impulsions après compression. Afin de compenser cet effet de rétrécissement par le gain, il existe différentes techniques de filtrage spectral : utilisation d'étalons [2, 3], d'un AOPDF [4], de miroirs à réflectivité spectrale variable [5]. Un amplificateur où le faisceau d'injection est spectralement dispersé sur le milieu amplificateur et où la puissance de pompe varie pour chaque longueur d'onde a également été développé [6]. Toutefois ces solutions ne permettent pas d'obtenir des durées inférieures à 15 fs. Afin de générer des impulsions encore plus brèves ( $\leq 10$  fs), il est nécessaire d'utiliser une technique permettant d'augmenter efficacement la largeur spectrale des impulsions issues de la chaîne CPA. Deux techniques sont principalement utilisées :

- La technique de la fibre creuse [7] : l'impulsion issue de la chaîne CPA est couplée dans une fibre creuse en silice remplie de gaz rare. Lors de la propagation dans la fibre, le spectre de l'impulsion est élargi par auto-modulation de phase. En sortie de fibre, la compression est effectuée à l'aide d'une ligne à prismes ou de miroirs chirpés. Cette technique permet de produire des impulsions d'une durée de 5 fs et ayant une énergie comprise entre 0,5 et 1,2 mJ [8, 9, 11]. Midorikawa *et al.* ont même obtenu des impulsions de 5,4 fs ayant une énergie record de 2,7 mJ [25]. Kienberger *et al.* ont réussi à produire des impulsions plus courtes (3 fs) mais à un niveau d'énergie plus faible (300  $\mu$ J) [21].
- La technique de la filamentation [10] : l'impulsion est focalisée dans une cellule remplie de gaz rare (sans aucun guidage externe). L'ionisation du milieu permet l'élargissement spectral. La diffraction naturelle est compensée par un régime d'auto-guidage (nous y reviendrons par la suite) permettant une propagation sur une grande distance. La compression des impulsions après filamentation est dans la plupart des cas effectuée à l'aide de miroirs chirpés [10, 12]. Cette technique permet de produire des impulsions dont la durée peut être de 3,4 fs avec une énergie de 500 nJ [22]. Steinmeyer *et al.* ont

produit des impulsions de 3,8 fs ayant une énergie de 25  $\mu\text{J}$ . Des impulsions dont l'énergie est égale à 380  $\mu\text{J}$  et dont la durée est de 5.7 fs ont également été produites par Hauri *et al.* [10]. Lors de nos travaux, nous avons mis en évidence un régime particulier de filamentation dit "d'auto-compression". Dans ce régime, les impulsions issues du filament semblent avoir une dispersion de vitesse de groupe nulle ou légèrement négative. L'utilisation de miroirs chirpés n'est alors plus nécessaire ce qui est un avantage.

Dans cette partie, nous allons exposer le travail que nous avons effectué afin de générer des impulsions aussi brèves que possible et ayant une énergie la plus élevée possible. Les chapitres 2 et 3 exposent respectivement les résultats préliminaires obtenus avec la technique de la fibre creuse et de l'auto-compression lors de la filamentation. Le chapitre 4 propose deux nouvelles méthodes de contrôle de la multi-filamentation dans la perspective d'une source ultra-brève multi-faisceaux.

# Chapitre 2

## Technique de la fibre creuse

### Sommaire

<b>2.1 Principe de la technique</b>	<b>123</b>
2.1.1 Modes de propagation et pertes dans une fibre creuse	123
2.1.2 Propagation non linéaire dans la fibre creuse	125
<b>2.2 Génération d'impulsion de 8 fs, 400 <math>\mu</math>J à 10 Hz</b>	<b>125</b>
2.2.1 Dispositif expérimental	125
2.2.2 Evolution du spectre	126
2.2.3 Caractérisation temporelle et spatiale des impulsions	128
<b>2.3 Génération d'impulsion de 5 fs, 860 <math>\mu</math>J à 1 kHz</b>	<b>130</b>
2.3.1 Dispositif expérimental	130
2.3.2 Evolution du spectre	131
2.3.3 Caractérisation temporelle des impulsions	131
2.3.4 Utilisation d'une polarisation circulaire	133
<b>2.4 Conclusion et perspectives</b>	<b>134</b>

## 2.1 Principe de la technique

La génération d'impulsions lumineuses de quelques cycles optiques grâce à la technique de la fibre creuse a été démontrée par le groupe de O. Svelto en 1996 [7]. Le principe de la technique est le suivant : élargir le spectre d'une impulsion laser de quelques dizaines de femtosecondes par auto-modulation de phase lors de sa propagation dans un guide d'onde constitué d'une fibre creuse en silice remplie d'un gaz rare. En sortie de fibre, l'impulsion est comprimée temporellement grâce à une ligne à prismes seule [7] ou combinée à des miroirs chirpés [8, 11].

### 2.1.1 Modes de propagation et pertes dans une fibre creuse

L'utilisation d'une fibre creuse permet d'avoir un spectre élargi par auto-modulation de phase uniforme spatialement ainsi qu'un profil du faisceau de sortie très propre grâce à la sélection de mode lors de la propagation dans la fibre. La propagation de l'impulsion le long de la fibre creuse peut être vue comme résultante des multiples réflexions du faisceau à l'interface gaz/diélectrique comme le montre la figure 2.1. Puisque les pertes causées par ces réflexions multiples discriminent fortement les modes de propagation d'ordres élevés, seul le mode fondamental sera transmis au travers d'une fibre suffisamment longue. Les modes d'une fibre creuse à symétrie cylindrique et dont le diamètre interne est bien

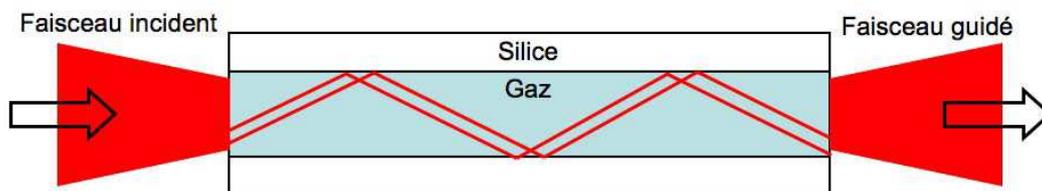


FIG. 2.1 – Schéma de principe de la propagation d'un faisceau lumineuse au travers d'une fibre creuse.

supérieur à la longueur d'onde de la radiation guidée ont été étudiés par Marcatili et Schmeltzer [13]. Ce type de guide d'onde supporte trois types de modes différents :

- Les modes transverses circulaire électrique  $TE_{0m}$ , pour lesquels les lignes de champ électrique sont des cercles concentriques transverses à l'axe de propagation.
- Les modes transverses circulaire magnétique  $TM_{0m}$ , pour lesquels les lignes de champ électrique sont distribuées radialement et perpendiculaires à l'axe de propagation.
- Les modes hybrides  $EH_{pm}$  ( $|p| \geq 1$ ), constitués d'une composante électrique et une composante magnétique (la composante axiale du champ est faible, ces modes sont donc presque transverses).

Le mode fondamental est le mode  $EH_{11}$ , c'est celui que l'on souhaite exciter. Pour une fibre creuse en silice remplie de gaz, le mode ayant les plus faibles pertes est le mode hybride  $EH_{11}$  dont le profil d'intensité en fonction de la coordonnée radiale  $r$  est donné par :

$$I(r) = I_0 J_0^2 \left( 2,405 \frac{r}{a} \right) \quad (2.1)$$

où  $I_0$  est l'intensité crête de l'impulsion,  $J_0$  est la fonction de Bessel d'ordre zéro et  $a$  le rayon interne de la fibre creuse. Pour ce même mode, les parties réelle  $\beta$  (constante de phase) et imaginaire  $\alpha/2$  (constante d'atténuation du champ) du vecteur d'onde sont données par [13] :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \left[ 1 - \frac{1}{2} \left( \frac{2,405\lambda}{2\pi a} \right)^2 \right] \quad (2.2)$$

$$\frac{\alpha}{2} = \left( \frac{2,405}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{2a^3} \frac{v^2 + 1}{\sqrt{v^2 - 1}} \quad (2.3)$$

où  $\lambda$  est la longueur d'onde du laser et  $v$  est le rapport entre les indices de réfraction des milieux extérieur (silice) et intérieur (gaz). Puisque la constante d'atténuation est proportionnelle à  $\frac{\lambda^2}{a^3}$ , les pertes peuvent être minimisées en choisissant une fibre de diamètre interne suffisamment grand en regard de la longueur d'onde  $\lambda$ . Ceci est illustré sur la figure 2.2 : la transmission du mode  $EH_{11}$  est représentée en fonction de la longueur de la fibre et ce pour différentes valeurs du rayon interne de la fibre. Un autre

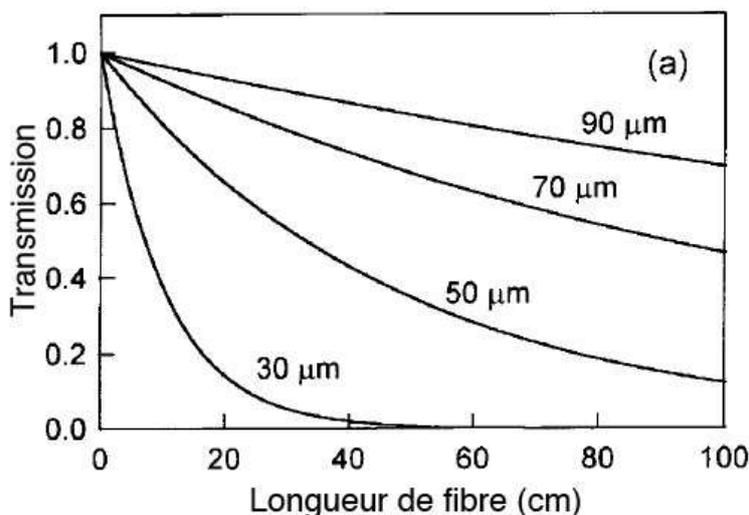


FIG. 2.2 – Transmission du mode fondamental  $EH_{11}$  à 800 nm en fonction de la longueur de la fibre creuse et pour différentes valeurs du rayon interne de la fibre.

point important est l'efficacité de couplage de la puissance incidente dans le mode fondamental  $EH_{11}$ . Pour cela il faut adapter la taille du faisceau incident à l'entrée de la fibre creuse avec celle du mode que l'on veut exciter en priorité (mode matching). Il a été montré qu'on obtient une efficacité théorique de couplage supérieure à 90% lorsque le faisceau incident a un rayon compris entre  $0,49a$  et  $0,84a$  [11]. Si la taille du faisceau incident n'est pas optimale, les pertes augmentent, l'efficacité de couplage dans le mode fondamental diminue au profit de l'excitation des modes d'ordres plus élevés. Cela entraîne une diminution de l'énergie transmise et une dégradation de la qualité spatiale du mode en sortie de fibre creuse. Il est également nécessaire d'ajuster l'angle d'incidence du faisceau entrant dans la fibre. Dans les conditions optimales, on attend en sortie de fibre un profil d'intensité spatiale très propre, sans distorsions et symétrique.

## 2.1.2 Propagation non linéaire dans la fibre creuse

La propagation d'une impulsion dans une fibre creuse peut être décrite par l'équation de propagation utilisée dans le cas d'une fibre optique [11]. Cette équation peut être résolue à l'aide de méthodes numériques. Dans ce paragraphe, nous nous attacherons seulement à mettre en lumière les paramètres importants influençant la propagation non linéaire dans la fibre. En effet, les deux principaux phénomènes qui influencent cette propagation sont l'auto-modulation de phase et la dispersion de vitesse de groupe. L'auto-modulation de phase est à l'origine de la génération de fréquences permettant l'élargissement spectral. Elle est également la source de chirp non linéaire sur l'impulsion rendant sa compression délicate. Ce chirp dépend a priori de la position sur l'axe  $z$  et de la position radiale  $\vec{r}$ . On quantifie l'influence de l'auto-modulation de phase par la donnée de la longueur non linéaire  $L_{nl}$  définie comme :

$$L_{nl} = \frac{1}{\gamma P_0} \quad (2.4)$$

où  $P_0$  est la puissance crête de l'impulsion et  $\gamma$  le coefficient de non linéarité.  $\gamma$  est défini comme :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (2.5)$$

où  $\omega_0$  est la fréquence du laser,  $c$  la célérité de la lumière,  $n_2$  l'indice non linéaire du gaz et  $A_{eff}$  l'aire effective du mode (définie page suivante).

Le second phénomène qui entre en jeu est la dispersion de vitesse de groupe qui conduit à l'augmentation de la durée de l'impulsion lors de sa propagation. Son influence est donnée par la longueur de dispersion  $L_d$  définie comme :

$$L_d = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (2.6)$$

où  $T_0$  est la durée (à  $1/e^2$  en intensité) initiale de l'impulsion et  $\beta_2 = \frac{\partial^2 \beta}{\partial \omega^2}$  est la dispersion du temps de groupe. Ces paramètres quantifient les longueurs physiques sur lesquelles l'auto-modulation de phase et la dispersion jouent un rôle important sur l'évolution de l'impulsion se propageant dans la fibre. L'idéal est d'avoir un bon équilibre entre les deux phénomènes afin d'obtenir un spectre en sortie de fibre qui ne soit pas trop modulé. Il a été montré que le régime optimal a lieu pour une longueur de fibre  $L_{opt} \geq \sqrt{6 L_{nl} L_d}$  [14]. L'auto-modulation de phase introduit un chirp non linéaire, la dispersion de vitesse de groupe introduit quand à elle un chirp linéaire. Seule la partie linéaire est compensable en sortie de fibre par des miroirs chirpés.

## 2.2 Génération d'impulsion de 8 fs, 400 $\mu$ J à 10 Hz

### 2.2.1 Dispositif expérimental

Les résultats expérimentaux montrés ici ont été obtenus en salle bleue. Dans cette salle, la source laser est un système CPA délivrant des impulsions de 20 fs ayant une énergie de 1 mJ à un taux de répétition de 10 Hz. Une lame demi-onde et un polariseur de Glan permettent de faire varier l'énergie de l'impulsion en entrée de fibre creuse. L'impulsion issue du laser traverse une lentille de focale  $f=2,2$  m qui permet de

focaliser le faisceau de manière à réaliser l'adaptation de modes à l'entrée de la fibre. L'énergie en entrée de fibre est de  $700\mu\text{J}$ . Le faisceau est couplé dans la fibre en déplaçant celle-ci à l'aide de translations micrométriques. La fibre dont nous disposons avait une longueur de 60 cm et un diamètre interne égal à  $250\mu\text{m}$ . Cette fibre est placée sur un support la maintenant à l'intérieur d'un tube de verre rempli de néon. Le tube est scellé à l'aide de fenêtres traitées antireflet à  $0^\circ$  entre 500 et 1000 nm. L'impulsion issue de la fibre creuse est ensuite collimatée à l'aide d'un miroir argentique concave ( $f=2\text{m}$ ) puis réfléchi sur des miroirs chirpés large bande (GDD= $-50\text{ fs}^2$  par rebond) permettant la compression. Elle est ensuite caractérisée à l'aide d'un FROG développé par S. Akturk *et. al* (groupe ILM, LOA) [15] permettant de mesurer des impulsions de durée 5 fs.

Le gaz utilisé est du néon, nous avons choisi ce gaz car il possède un potentiel d'ionisation élevé

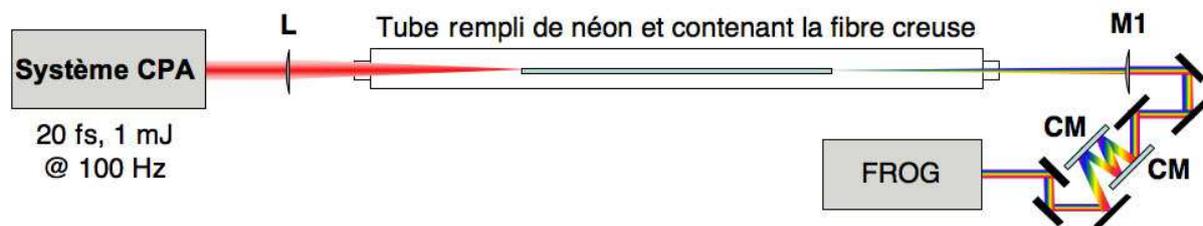


FIG. 2.3 – Schéma du dispositif expérimental permettant la génération d'impulsion ultra-brèves dans une fibre creuse. L : lentille de focale  $f=2,2\text{ m}$ , M1 : miroir concave de focale  $f=2\text{ m}$ , CM : miroirs chirpés très large bande introduisant une GDD de  $-50\text{ fs}^2$  par rebond.

( $U_i=21,564\text{ eV}$ ) [16] et qu'il ne présente pas de raie d'absorption autour de 800 nm. On veut éviter toute ionisation du gaz avant l'entrée dans la fibre puisque la génération de plasma va modifier la taille du faisceau et donc diminuer l'efficacité de couplage dans le mode fondamental de la fibre. Afin d'éviter l'ionisation, l'intensité doit être inférieure à  $I_{max}=2\times 10^{14}\text{ W.cm}^{-2}$  [11]. La puissance crête de l'impulsion incidente  $P_0$  étant de 35 GW, l'aire effective minimale du mode  $A_{eff} = \frac{P_0}{I_{max}}$  est donc de  $1,74\times 10^{-4}\text{ cm}^{-2}$  ce qui correspond à un capillaire de rayon  $a=75\mu\text{m}$ . Cette valeur est raisonnable en regard du rayon de la fibre que l'on possède.

La GDD du néon étant de  $11\text{ fs}^2/\text{cm}$  [17] (pour une pression de 2 bar) et la durée  $T_0=34\text{ fs}$ , la longueur de dispersion  $L_d$  vaut 103 cm. D'autre part, la longueur  $L_{nl}$  valant environ 4,26 cm, la longueur théorique optimale pour la fibre  $L_{opt}$  est égale à 51 cm. La longueur réelle de la fibre (60 cm), est donc optimale.

## 2.2.2 Evolution du spectre

La figure 2.4 montre l'évolution du spectre en sortie de fibre creuse pour différentes pressions du gaz de néon. On constate que plus on augmente la pression de néon, plus le spectre s'élargit, cela est dû au fait que l'indice non linéaire du gaz augmente de façon linéaire avec la pression, donc l'auto-modulation de phase également. Les spectres obtenus sont modulés certes, mais ils ne présentent pas de modulations très prononcées. Cela signifie que l'on est bien dans le régime optimal où la dispersion vient atténuer en partie l'auto-modulation de phase permettant d'obtenir un profil spectral qui ne viendra pas dégrader la qualité du profil d'intensité temporelle de l'impulsion comprimée.

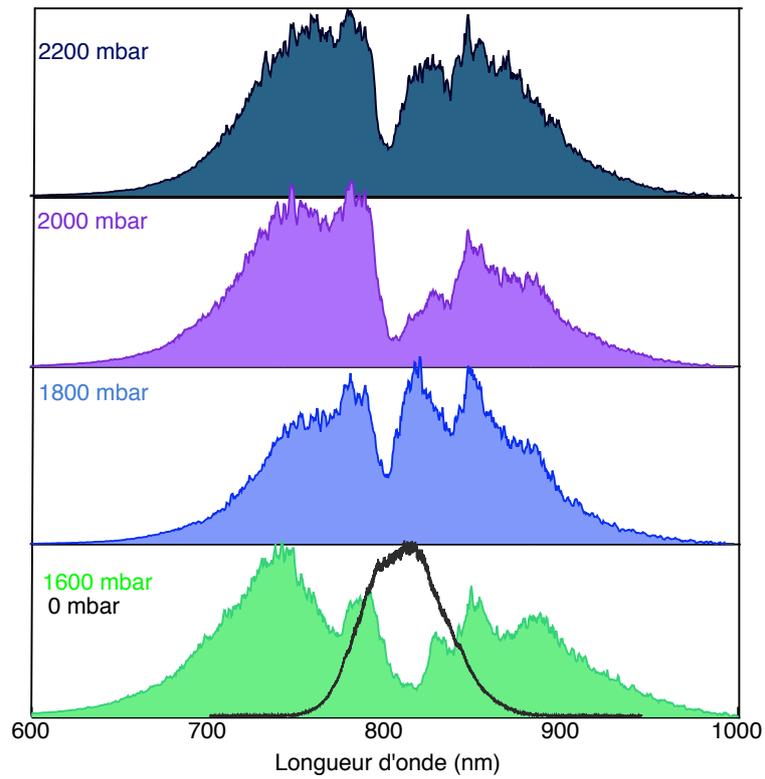


FIG. 2.4 – Intensité spectrale normalisée en sortie de la fibre creuse pour différentes pressions de néon : 1,6 bar (en vert), 1,8 bar (en bleu), 2 bar (en violet) et 2,2 bar (en gris foncé). Le spectre de l'impulsion initiale est indiqué en noir. Le spectromètre est de type Ocean Optics USB 2000, le temps d'intégration est de 100 ms.

### 2.2.3 Caractérisation temporelle et spatiale des impulsions

En sortie de fibre, on peut estimer la dispersion linéaire de l'impulsion en tenant compte des différents matériaux traversés (fenêtres, propagation dans l'air et dans le néon). On estime cette dispersion à  $196 \text{ fs}^2$  à  $800 \text{ nm}$ . Afin de réaliser la compression, l'impulsion est réfléchi 4 fois sur des miroirs chirpés très large bande introduisant une dispersion totale de  $-200 \text{ fs}^2$ . L'impulsion est ensuite caractérisée par un FROG. Afin d'optimiser la compression temporelle, la pression de néon a été ajustée. La figure 2.5 montre le résultat de la mesure FROG dans les conditions de pression optimale. La durée à mi-hauteur en intensité de l'impulsion est de  $8 \text{ fs}$  et son énergie est de  $400 \mu\text{J}$  soit une puissance crête de  $54 \text{ GW}$ . L'efficacité totale est alors de  $60\%$ , les pertes sont imputables à une adaptation de mode qui n'est pas parfaite ainsi qu'aux pertes par réflexions sur les surfaces optiques des fenêtres et des miroirs utilisés. La pression de néon est de  $2000 \text{ mbar}$ . On constate qu'il subsiste néanmoins une phase spectrale résiduelle qui détériore le profil temporel de l'impulsion au niveau des pieds. Afin de s'assurer de la qualité spatiale du faisceau, nous avons enregistré le profil d'intensité de celui-ci en sortie de fibre creuse. Le résultat de la mesure est représenté sur la figure 2.6. Le profil est très symétrique ne présente pas de surintensités. En dernier lieu nous avons voulu nous assurer que l'impulsion en sortie de fibre creuse ne présentait pas de chirp spatial. Nous avons mesuré le spectre de l'impulsions en différents points du faisceau. Cela a été réalisé à l'aide d'une fibre optique reliée à un spectromètre et dont l'extrémité, placée derrière un masque de faible diamètre, a été placée à différentes positions de la section transverse du faisceau. La figure 2.7 montre que le spectre généré est très homogène spatialement et qu'il n'y a donc que très peu de chirp spatial. Pour avoir une mesure plus précise de l'influence du chirp sur la durée de l'impulsion, il aurait fallu effectuer une mesure de type FROG ou SPIDER en différents points de la section du faisceau. Il ne nous a pas été possible d'effectuer cette mesure pour des raisons de disponibilité de l'instrument de mesure.

Les impulsions produites à l'aide de cette technique ont été utilisées avec succès lors d'une expérience portant sur le filtrage par XPW (Crossed Polarized Wave) [18, 19] d'impulsions ultra-brèves. Ce filtrage consiste en la génération d'une onde de polarisation orthogonale à la polarisation initiale dans un milieu possédant une susceptibilité non linéaire d'ordre trois non nulle. La génération de polarisation croisée paraît particulièrement appropriée au nettoyage temporel d'impulsions femtosecondes. Il a été montré l'importance du contrôle de la phase spectrale résiduelle d'impulsions sub- $10 \text{ fs}$  sur l'efficacité et la qualité de leur filtrage par l'XPW [20].

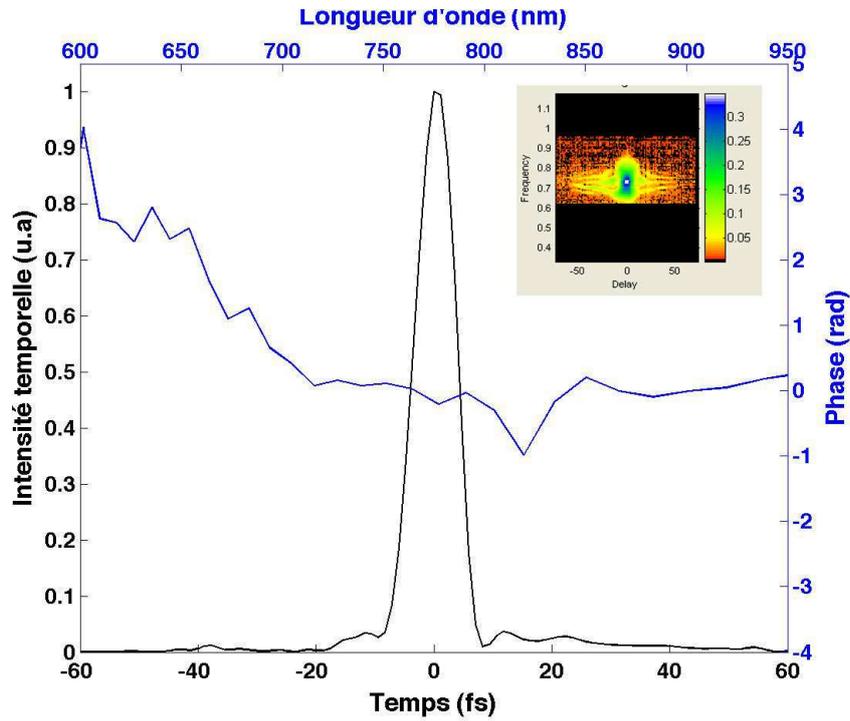


FIG. 2.5 – Mesure FROG de l’impulsion issue de la fibre creuse dans les conditions de pression optimales ( $P_{neon}=2$  bar). En noir : intensité temporelle, en bleu : phase spectrale de l’impulsion. La trace FROG est donnée en encadré. L’erreur sur la mesure FROG est de  $1,4 \cdot 10^{-2}$

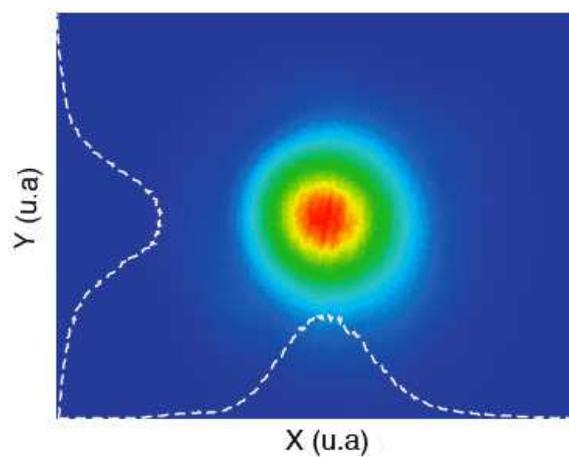


FIG. 2.6 – Mesure du profil d’intensité du faisceau en sortie de fibre creuse. La mesure a été réalisée avec une caméra de type WinCam DV. Le temps d’intégration est de 100 ms.

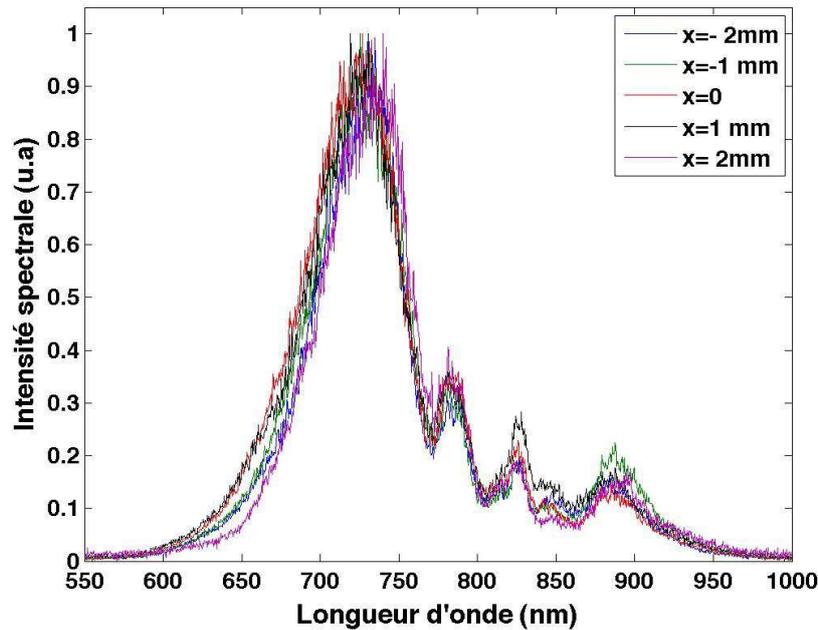


FIG. 2.7 – Evaluation du chirp spatial de l’impulsion issue de la fibre creuse. Le spectre de l’impulsion a été enregistré à l’aide d’un spectromètre à fibre. L’extrémité de la fibre a été déplacée selon la direction des  $x$ , de part et d’autre du centre du faisceau ( $x=0$ ) et un spectre a été enregistré pour chaque position  $x$ .

## 2.3 Génération d’impulsion de 5 fs, 860 $\mu$ J à 1 kHz

### 2.3.1 Dispositif expérimental

Les résultats expérimentaux montrés ici ont été obtenus avec le système CPA développé en salle noire. La source délivre des impulsions de 22 fs ayant une énergie de 1,5 mJ à un taux de répétition de 1 kHz. Une lame séparatrice réfléchit une partie du faisceau (0,5%) vers le dispositif Dazzlerscope afin d’optimiser la durée de l’impulsion. Le reste du faisceau est focalisé par un miroir concave de focale  $f=1$  m dans le tube contenant la fibre. Un iris permet d’effectuer une optimisation de l’adaptation de modes à l’entrée de la fibre. L’énergie en entrée de fibre est de 1,5 mJ. La fibre dont nous disposions avait une longueur de 100 cm et un diamètre interne égal à 250  $\mu$ m. Le gaz utilisé est du néon. L’impulsion issue de la fibre creuse est ensuite collimatée à l’aide d’un miroir argentique concave ( $f=2$ m) puis réfléchi par un jeu de 5 miroirs chirpés très large bande (560-940 nm) permettant la compression (Femtolasers GmbH). Elle est ensuite caractérisée à l’aide d’un autocorrélateur du second ordre permettant de mesurer des impulsions de durée 5 fs (type Femtometer 10 dont la lame séparatrice a été remplacée par une lame mince ultra-large bande, de manière à pouvoir mesurer des impulsions de 5 fs).

La puissance crête de l’impulsion incidente  $P_0$  étant de 68 GW, l’aire effective minimale du mode  $A_{eff}$  est donc de  $3,38 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2}$  ce qui correspond à un capillaire de rayon  $a=100 \mu\text{m}$ . Comme on va le voir, l’ionisation du gaz (on peut observer à l’oeil le canal de gaz ionisé qui fluoresce) va entraîner des variations de la taille du mode en entrée de fibre et donc une diminution de l’efficacité de couplage dans

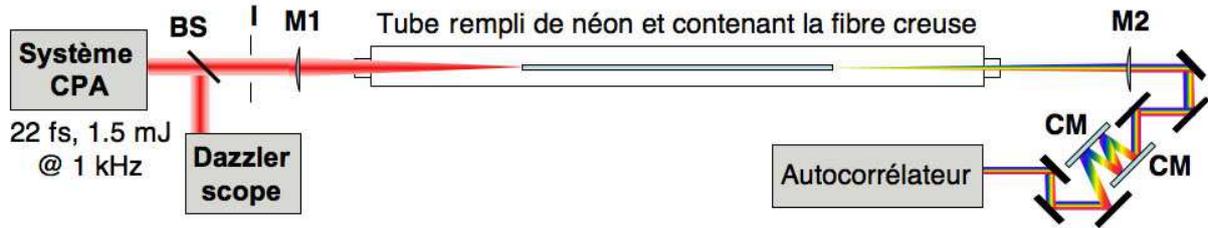


FIG. 2.8 – Schéma du dispositif expérimental permettant la génération d’impulsion ultra-brèves dans une fibre creuse. BS : lame séparatrice, I : iris, M1 : miroir concave de focale  $f=1$  m, M2 : miroir concave de focale  $f=2$  m, CM : miroirs chirpés ultra-large bande (560-940 nm) introduisant une GDD totale de  $-300 \text{ fs}^2$  et une TOD de  $-180 \text{ fs}^3$ .

la fibre.

La GDD du néon étant de  $11 \text{ fs}^2/\text{cm}$  [17] et la durée  $T_0=37,4 \text{ fs}$ , la longueur de dispersion  $L_d$  vaut 127 cm. D’autre part, la longueur  $L_{nl}$  valant environ 4,26 cm, la longueur théorique optimale pour la fibre  $L_{opt}$  est égale à 57 cm. Notre fibre est plus longue, ce qui entraîne une diminution de l’efficacité de transmission de la fibre. Toutefois cela permet d’obtenir un mode spatial de meilleure qualité en sortie. De plus, le calcul précédent ne tient pas compte de l’ionisation du gaz qui existe dans notre cas.

### 2.3.2 Evolution du spectre

La figure 2.9 montre l’évolution du spectre en sortie de fibre creuse pour différentes pressions du gaz de néon. Pour de faibles pressions, l’élargissement spectral est peu prononcé en revanche, la transmission en énergie du système est de 65%. Pour les pressions supérieures à 1 bar, le spectre tend à s’élargir ostensiblement jusqu’à couvrir 450 nm (aux pieds) pour 1,8 bar. A cette pression, l’énergie en sortie de fibre creuse vaut  $630 \mu\text{J}$ , soit une efficacité de 41%. Cette baisse de l’efficacité vient du fait que l’on ne peut pas éviter d’ioniser le gaz en entrée de fibre. L’ionisation entraîne d’une part une perte d’énergie liée directement au phénomène et d’autre part un changement de la taille du faisceau à l’entrée de la fibre diminuant ainsi l’efficacité de couplage. Afin d’éviter cela, l’utilisation d’une fibre de plus grand diamètre serait nécessaire. L’ionisation entraîne également un décalage vers le bleu de la longueur d’onde centrale du spectre et l’apparition de composantes spectrales dans le domaine des courtes longueurs d’onde. Le spectre obtenu résulte finalement des effets combinés et indissociables de l’auto-modulation de phase et de l’ionisation du gaz. Les spectres obtenus semblent présenter une profondeur de modulation raisonnable.

### 2.3.3 Caractérisation temporelle des impulsions

En sortie de fibre, la compression de l’impulsion est réalisée grâce à un jeu de 5 miroirs chirpés très large bande (type BBCOMP Femtolasers GmbH) introduisant une dispersion totale d’ordre 2 de  $-300 \text{ fs}^2$ . L’impulsion est ensuite caractérisée à l’aide d’un autocorrélateur du second ordre. La trace d’autocorrélation est représentée sur la figure 2.10. Le contraste est de (1 : 8). La durée calculée en supposant

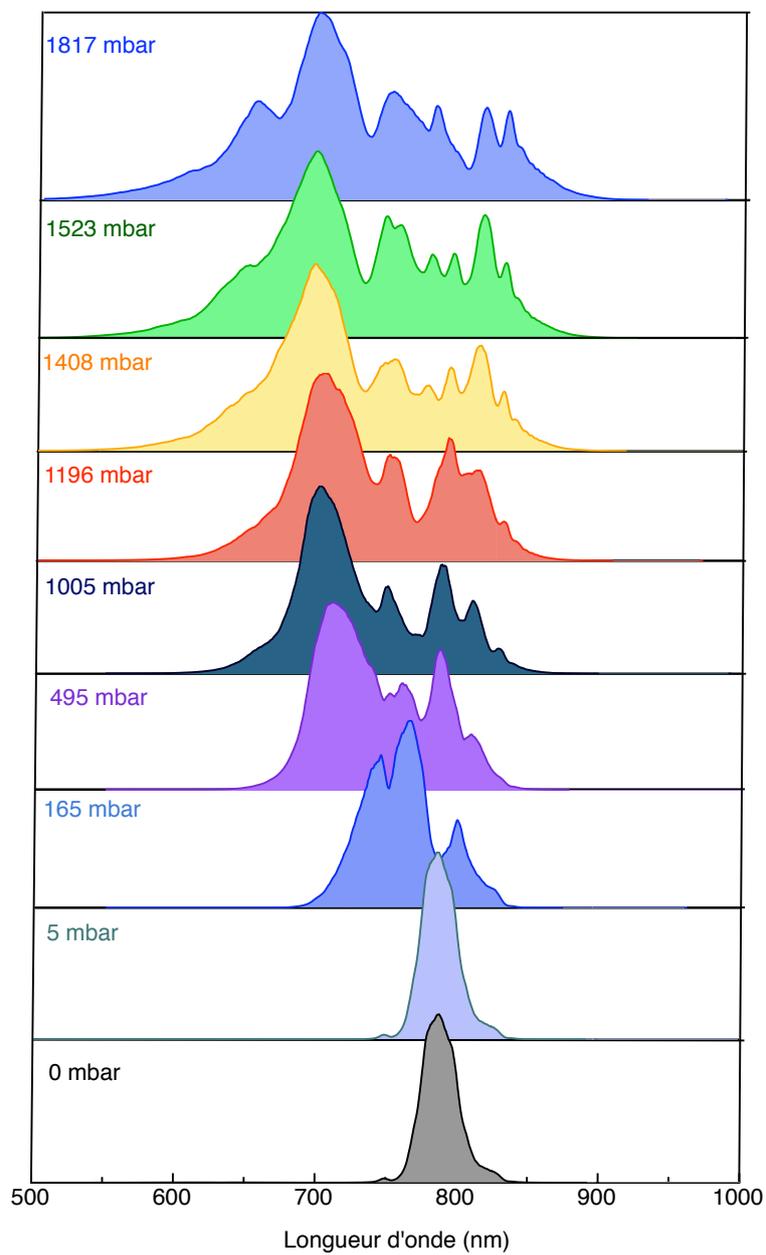


FIG. 2.9 – Spectre en sortie de fibre creuse pour différentes pressions de néon (la pression est indiquée dans le coin supérieur gauche pour chaque cas). Le spectromètre est de type Avantes Avaspec 3064, le temps d'intégration est de 20 ms. La précision du manomètre utilisé est de 4 mbar.

une forme en sécante hyperbolique carrée pour l'impulsion est de 8,5 fs environ et son énergie est de  $620\mu\text{J}$  soit une puissance crête de 72 GW. L'efficacité totale est alors de 41% et la pression de néon est de 1800 mbar. On constate qu'il subsiste néanmoins une phase spectrale résiduelle qui donnent des pics satellites parasites.

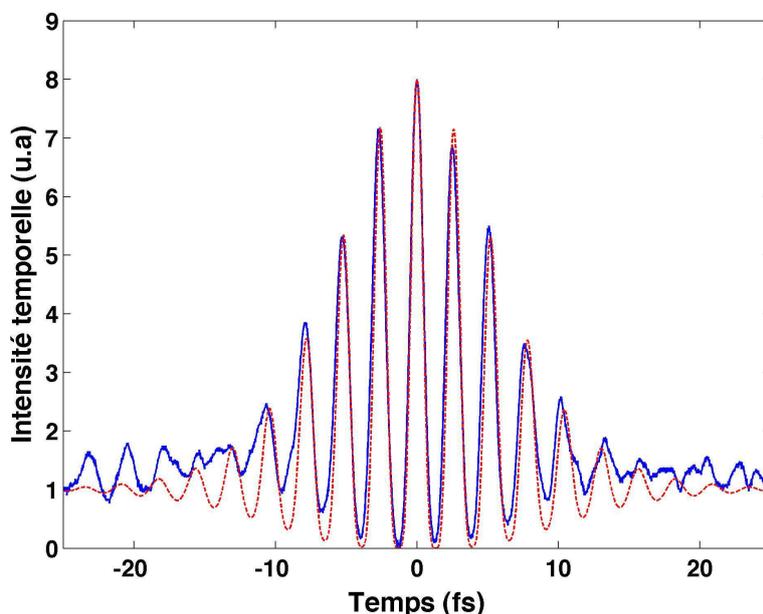


FIG. 2.10 – Trace d'autocorrélation interférométrique des impulsions après compression. La période d'une frange est de 2,6 fs ( $\lambda_0=780$  nm). Le nombre de franges est de 6,5. En supposant une forme en sécante hyperbolique carrée, la durée de l'impulsion est de 8,5 fs environ. La trace d'autocorrélation calculée d'une impulsion de 8,5 fs est représentée en rouge.

### 2.3.4 Utilisation d'une polarisation circulaire

Les résultats présentés dans le paragraphe précédent ont été obtenus avec une impulsion laser en entrée de fibre ayant une polarisation linéaire. L'énergie en entrée de fibre est principalement limitée par l'ionisation du gaz qui conduit à une efficacité de couplage moindre dans la fibre. L'énergie de l'impulsion en sortie de fibre s'en trouve donc aussi limitée. Une solution pour pallier ce problème est d'utiliser une polarisation circulaire pour le faisceau laser incident. En effet, le seuil d'ionisation du gaz et l'indice non linéaire ( $n_2$ ) dépendent de la polarisation. Il se trouve que dans le cas d'une polarisation circulaire, le seuil d'ionisation est plus élevé [23] et l'indice non linéaire 1,5 fois plus faible [24] que pour une polarisation linéaire. Toutes choses égales par ailleurs, l'énergie de l'impulsion incidente peut donc être plus importante, tout en conservant des conditions d'auto-focalisation et d'ionisation identiques au cas de la polarisation linéaire. Cela permet de maintenir le niveau de l'efficacité de couplage dans la fibre et donc d'obtenir une énergie plus élevée pour l'impulsion en sortie de fibre.

Afin de réaliser l'expérience, le montage expérimental a été légèrement modifié. Une première lame quart d'onde a été placée avant le miroir de focalisation M1 afin d'obtenir une polarisation circulaire pour le faisceau incident. Une seconde lame quart d'onde ultra-large bande a été placée derrière le mi-

roir M2 afin de rétablir un état de polarisation linéaire pour l'impulsion issue de la fibre. Deux miroirs chirpés additionnels ont été ajoutés, ils permettent de compenser la dispersion introduite par la seconde lame quart d'onde. L'ensemble des miroirs chirpés introduisent une GDD de  $-360 \text{ fs}^2$  et une TOD  $-250 \text{ fs}^3$ . L'énergie de l'impulsion incidente a pu être portée à 2,25 mJ, l'énergie totale transmise par la fibre

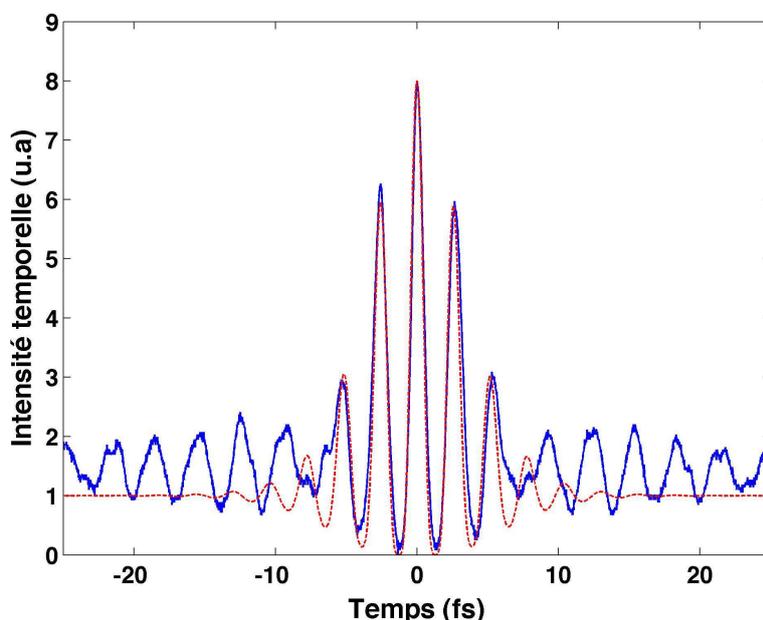


FIG. 2.11 – Trace d'autocorrélation interférométrique des impulsions après compression (en bleu). La période d'une frange est de 2,57 fs ( $\lambda_0=772 \text{ nm}$ ). Le nombre de franges est de 3,8. En supposant une forme en sécante hyperbolique carrée, la durée de l'impulsion est de 5 fs environ. La trace d'autocorrélation calculée d'une impulsion de 5 fs est représentée en rouge.

est de 0,95 mJ, soit une efficacité de 43%. Après les miroirs chirpés, l'énergie de l'impulsion est de 860  $\mu\text{J}$ . L'impulsion est ensuite caractérisée à l'aide d'un autocorrélateur du second ordre. La trace d'autocorrélation est représentée sur la figure 2.11. Le contraste est de (1 : 8). La durée calculée en supposant une forme en sécante hyperbolique carrée pour l'impulsion est de 5 fs environ et son énergie est de 860  $\mu\text{J}$  soit une puissance crête de 172 GW. La pression de néon a été ajustée à 1241 mbar afin d'optimiser la compression qui n'est toute fois pas parfaite (satellites sur la trace d'autocorrélation). Comme le montre la figure 3.12, la qualité du profil d'intensité spatiale du faisceau en sortie de fibre creuse est remarquable.

## 2.4 Conclusion et perspectives

Nous avons réussi à générer des impulsions de 8 fs, 50 GW à 10 Hz et de 5 fs, 172 GW à 1 kHz. La technique de la fibre creuse semble permettre de générer des impulsions de quelques cycles de manière robuste. Les principaux avantages de cette méthode sont d'une part que le profil du faisceau issu de la fibre creuse est de grande qualité dû à la sélection modale lors de la propagation dans la fibre. D'autre part, étant donné que la fibre est fixe, on s'attend à une excellente stabilité de pointé du faisceau. Le prin-

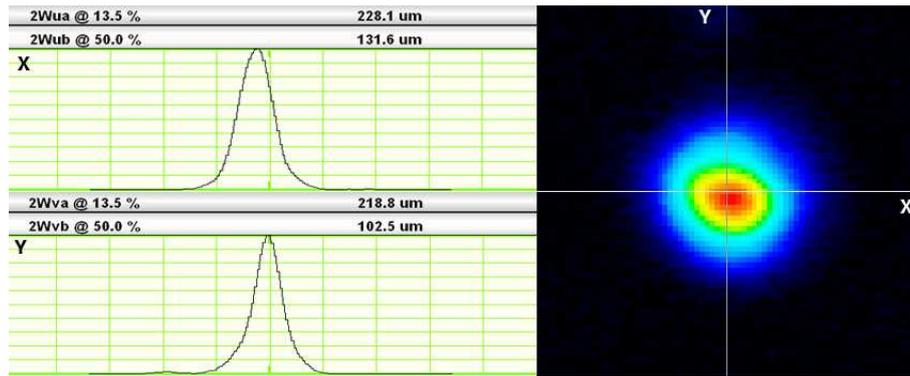


FIG. 2.12 – Profil d'intensité spatiale du faisceau en sortie de fibre creuse. La mesure a été effectuée avec une caméra de type WinCam DV, le temps d'intégration est de 2 ms.

Le principal inconvénient est l'alignement un peu difficile à réaliser et la faible efficacité de couplage lorsque l'ionisation du gaz ne peut être évitée. En salle noire, des travaux sont en cours afin d'obtenir des impulsions plus énergétiques en sortie de fibre. Nous avons choisi de faire des essais avec une fibre de diamètre  $400\mu\text{m}$ . Cela devrait permettre d'injecter cette dernière avec la totalité des 4 mJ issus de la chaîne tout en évitant l'ionisation du gaz. Nous espérons obtenir des impulsions dont l'énergie est d'environ 2 mJ, avec une durée de 5 fs avec un taux de répétition de 1 kHz ce qui correspond à une puissance crête de 0,5 TW.

# Bibliographie

- [1] Chang Z., Krausz F. and Spielmann Ch., "Compression of 2 mJ kilohertz laser pulses to 17.5 fs by pairing double-prism compressor : analysis and performance", **Optics Com.** Vol. 201, p 145-155 (2002).
- [2] Barty C. P. J., Guo T., Le Blanc C., Raksi F., Rose-Petruck C., Squier J., Wilson K. R., Yakovlev V. V. and Yamakawa K., "Generation of 18-fs, multiterawatt pulses by regenerative pulse shaping and chirped-pulse amplification", **Optics Letters** Vol. 21 No. 9, p 668- 670 (1996).
- [3] Yamakawa K., Aoyama M., Matsuoka S., Takuma H., Barty C. P. J. and Fittinghoff D., "Generation of 16-fs, 10-TW pulses at a 10-Hz repetition rate with efficient Ti :sapphire amplifiers", **Optics Letters** Vol. 23 No. 7, p 525-528 (1998).
- [4] Kimihisa O., Takasumi T., and Fumihiko K., "Adaptive pulse shaping of phase and amplitude of an amplified femtosecond pulse laser by direct reference to frequency-resolved optical gating traces", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 19 No. 11, p 2781-2791 (2002).
- [5] Antonucci L., Rousseau J. P., Jullien A., Mercier B., Laude V. and Chériaux G., "14-fs high temporal quality injector for ultra-high intensity laser", soumis à **Optics Com.** (2008).
- [6] Hauri C. P., Bruck M., Kornelis W., Biegert J. and Keller U., "Generation of 14.8-fs pulses in a spatially dispersed amplifier", **Optics Letters** Vol. 29 No. 2, p 201-204 (2004).
- [7] Nisoli M., De Silvestri S. and Svelto O., "Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique", **Appl. Phys. Letters** Vol. 68 No.20, p 2793-2796 (1996).
- [8] Sartania S., Cheng Z., Lenzner M., Tempea G., Spielmann Ch., Krausz F., and Ferencz K., "Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate", **Optics Letters**, Vol. 22, p. 1562-1564 (1997).

- [9] Sung J. H., Park J. Y., Imran T., Lee Y. S. and Nam C. H., "Generation of 0.2-TW 5.5-fs optical pulses at 1 kHz using a differentially pumped hollow-fiber chirped-mirror compressor", **Appl. Phys. B** Vol. 82, p 5-8 (2006).
- [10] Hauri C. P., Kornelis W., Helbing F. W., Heinrich A., Couairon A., Mysyrowicz A., Biegert J. and Keller U., "Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation", **Appl. Phys. B** Vol.79, p 673-677 (2004).
- [11] Nisoli M., Stagira S., De Silvestri S., Svelto O., Sartania S., Cheng Z., Tempea G., Spielmann Ch. and Krausz F., "Toward a Terawatt-Scale Sub-10-fs Laser Technology", **IEEE Journ. of Quant. Elect.** Vol. 4 No. 2, p 414-420 (1998).
- [12] Steinmeyer G., Stibenz G., "Generation of sub-4-fs pulses via compression of a white-light continuum using only chirped mirrors", **Appl. phys. B**, Vol. 82, p 175-181 (2006).
- [13] Marcatili E. A. J. and Schmeltzer R. A., "Hollow metallic and dielectric waveguides for long distance optical transmission and lasers" **Bell Syst. Tech. J.** Vol. 43, p 1783-1809 (1964).
- [14] Tomlinson W. J., Stolen R. H. and Shank C. V., "Compression of optical pulses chirped by SPM modulations in fibers" **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 1, p 139-149 (1984).
- [15] Akturk S., D'Amico C., and Mysyrowicz A., "Measuring ultrashort pulses in the single-cycle regime using frequency-resolved optical gating", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 25 No. 6, p A63-A69 (2008).
- [16] Couairon A. and Mysyrowicz A., "Femtosecond filamentation in transparent media", **Physics Reports** 441, p 47-189 (2007).
- [17] Dagarno A. and Kingston A. E., "The refractive indices and Verdet constants of the inert gases", **Proc. R. Soc. Lon. A** Vol. 259, p 424-429 (1966).
- [18] Petrov G. I., Albert O., Minkovski N., Etchepare J. and Saltiel S. M., "Cross polarized wave generation by effective cubic nonlinear optical interaction", **Optics Letters** Vol. 26, p 355-357 (2001).
- [19] Jullien A., Albert O., Burgy F., Hamoniaux G., Rousseau J. P., Chambaret J. P., Augé-Rochereau F., Chériaux G., Etchepare J., Minkovski N., and Saltiel S. M., "10<sup>10</sup> temporal contrast for femtosecond ultraintense lasers by cross-polarized wave generation", **Optics Letters** Vol. 30 No. 8, p 920-922 (2005).

- [20] Jullien A., Durfee C. G., Trisorio A., Canova L., Rousseau J. P., Mercier B., Antonucci L., Chériaux G., Albert O. and Lopez-Martens R., "Spectral cleaning of sub-10 fs pulses via cross-polarized wave (XPW) generation" soumis à **Optics Express** (2008).
- [21] Cavalieri A. L., Goulielmakis E., Horvath B., Helml W., Schultze M., Fieβ M., Pervak V., Veisz L., Yakovlev V. S., Uiberacker M., Apolonski A., Krausz F. and Kienberger R., "Intense 1.5-cycle near infrared laser waveforms and their use for the generation of ultra-broadband soft-x-ray harmonic continua", **New Journ. of Phys.** Vol. 9 No. 242 (2007).
- [22] Yamane K., Zhang Z., Oka K., Morita R., Yamashita M., Suguro A., "Optical pulse compression to 3.4 fs in the monocycle region by feedback phase compensation", **Optics Letters** Vol. 28 No. 22, p 2258-2261 (2003).
- [23] Klarsfold S., Maquet A., "Circular versus linear polarization in multiphoton ionization", **Phys. Rev. Lett.** Vol. 29, 79 (1972).
- [24] Fibich G., Ilan B., "Multiple filamentation of circularly polarized beams", **Phys. Rev. Lett.** Vol. 89, 01 (2002).
- [25] Bohman S., Suda A., Kaku M., Nurhuda M., Kanai T., Yamaguchi S. and Midorikawa K., "Generation of 5 fs, 0.5 TW pulses focusable to relativistic intensities at 1 kHz", **Optics Express** Vol. 16 No. 14 (2008).

## Chapitre 3

# Auto-compression d'impulsions générées par filamentation

### Sommaire

3.1	Approche phénoménologique de la filamentation . . . . .	140
3.2	Modélisation de la filamentation . . . . .	142
3.3	Auto-compression d'impulsions de 10 fs, 360 $\mu$ J à 1 kHz . . . . .	144
3.3.1	Optimisation de la filamentation . . . . .	144
3.3.2	Dispositif expérimental . . . . .	149
3.3.3	Caractérisation des impulsions . . . . .	150
3.3.4	Conclusion . . . . .	152

### 3.1 Approche phénoménologique de la filamentation

Le phénomène de filamentation a été découvert par Braun *et al.* en 1995 [1]. Ce phénomène correspond à un régime de propagation autoguidée d'impulsions lumineuses dans un milieu dont la susceptibilité non linéaire d'ordre 3 est non nulle. On observe alors une propagation autoguidée sur des distances pouvant être très grandes : en 1996, Mysyrowicz *et al.* démontrent une propagation autoguidée dans l'air d'un faisceau laser sur une distance de 50 m [3] et même 2 km en 2003 [4]. Les principaux mécanismes physiques à la base de la filamentation d'impulsions femtosecondes sont aujourd'hui bien connus. Toutefois, l'utilisation de la filamentation pour la génération d'impulsions lumineuses ultra-brèves est relativement récente : en 2004, Hauri *et al.* [5] démontrent pour la première fois la génération d'impulsion sub-10 fs par filamentation dans une cellule remplie de gaz rare. Cette technique a depuis largement été explorée théoriquement et expérimentalement [6, 7, 8, 9, 10, 11, 12, 13]. Lors de nos travaux expérimentaux, nous avons mis en évidence un régime particulier de génération d'impulsions ultra-brèves par filamentation. Ce régime dit "d'auto-compression" permet d'obtenir des impulsions ayant une dispersion de vitesse de groupe nulle (ou légèrement négative) après filamentation. Cette particularité est un avantage car elle permet d'éviter l'usage de miroirs chirpés onéreux. Concomitamment aux observations expérimentales [12, 25, 27], des travaux théoriques ont mis en évidence par la suite l'existence de ce régime particulier [7, 26] et ont ainsi permis de mieux interpréter les mesures expérimentales et de préciser les limitations de cette technique pour la génération d'impulsions ultra-brèves.

Selon le modèle de l'autoguidage [1], le processus de propagation non linéaire autoguidée résulte principalement de la compétition simultanée de trois effets spatio-temporels majeurs. Le premier est l'effet Kerr optique [2] qui induit l'auto-focalisation du faisceau laser. On sait que la filamentation s'amorce à une puissance initiale de l'impulsion  $P_{in} = \alpha_f P_{crit}$ , où  $P_{crit}$  est la puissance critique seuil pour l'effet Kerr [2] et  $\alpha_f$  un coefficient dont la valeur dépend du milieu et des conditions initiales de l'impulsion (à l'heure actuelle, il n'y a pas de loi permettant de calculer  $\alpha_f$  à partir des conditions initiales). La puissance de l'impulsion initiale doit donc être supérieure à une valeur minimale  $P_{crit}$  définie (pour un faisceau dont le profil d'intensité est gaussien) comme :

$$P_{crit} = \frac{3,72 \lambda_0^2}{8 \pi n_0 n_2} \quad (3.1)$$

où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde centrale de l'impulsion,  $n_0$  et  $n_2$  sont respectivement les indices de réfraction linéaire et non linéaire du milieu où a lieu la propagation. Dans l'argon à pression atmosphérique,  $P_{crit}=10,4$  GW à 800 nm. Pour un faisceau dont le profil d'intensité est gaussien, l'intensité au centre du faisceau est plus importante que celle aux bords. Cette différence d'intensité spatiale va induire une variation locale  $\Delta n_{Kerr}$  de l'indice de réfraction qui s'exprime comme :

$$n = n_0 + \Delta n_{Kerr}(I) = n_0 + n_2 I(\vec{r}) \quad (3.2)$$

où  $I(\vec{r})$  est l'intensité de l'impulsion en fonction de la coordonnée radiale  $\vec{r}$ . L'indice de réfraction varie donc en fonction de la position radiale  $\vec{r}$ . Cette variation a pour effet la focalisation du faisceau (exactement comme une lentille convergente). Conséquemment à l'auto-focalisation, l'intensité de l'impulsion va augmenter. A un moment, cette intensité devient suffisamment élevée (environ  $10^{14}$  W.cm<sup>-2</sup>

dans les gaz) pour ioniser les atomes constituant le milieu où se propage l'impulsion. Un plasma de densité  $\rho$  est alors créé. La densité d'électrons libres  $\rho(I)$  ainsi créée va être à l'origine d'une variation de l'indice local de réfraction  $\Delta n_{plasma}$  [14] qui s'exprime comme :

$$\Delta n_{plasma} = -\frac{\rho(I)}{2\rho_{cr}} \quad (3.3)$$

où  $\rho_{cr}$  est la densité critique au delà de laquelle le plasma devient opaque et définie comme :

$$\rho_{cr} = \frac{\epsilon_0 m \omega_0^2}{e^2} \quad (3.4)$$

où  $\epsilon_0$  est la permittivité diélectrique du vide,  $\omega_0$  la pulsation centrale de l'impulsion,  $m$  et  $e$  sont respectivement la masse et la charge de l'électron. La densité critique  $\rho_{cr}$  est égale à  $2,7 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  à 800 nm. Cette variation de l'indice, de signe opposé à celle due à l'effet Kerr, va agir comme une lentille divergente et va tendre à défocaliser le faisceau. Ce phénomène tend donc à compenser l'effet Kerr. Concomitamment, la diffraction, présente tout au long de la propagation, va renforcer l'effet défocalisant du plasma. Le régime autoguidé est donc principalement le résultat d'une compétition dynamique entre ces trois phénomènes.

Le faisceau, une fois auto-focalisé, continue à se propager sous la forme d'un canal de lumière sur une distance bien supérieure à la longueur de Rayleigh. La formation d'un plasma dans ce canal fixe l'intensité à une valeur maximale [15]. C'est ce canal de plasma, produit de la filamentation que l'on appelle "filament". En fait, voir le filament comme un canal de lumière n'est pas très exact. Une image plus correcte est donnée par D'Amico [16] : "l'impulsion lumineuse d'un faisceau laser de durée 50 fs, de diamètre donné  $\Phi$ , peut être vue comme un disque de lumière de  $15 \mu\text{m}$  d'épaisseur et de diamètre  $\Phi$  qui se propage dans un milieu à une vitesse proche de celle de la lumière. En fait le diamètre d'un filament est d'environ  $100 \mu\text{m}$ , donc l'impulsion autoguidée doit être vue comme une bulle de lumière qui se déplace à la vitesse de la lumière et qui ne change pas en moyenne ni de diamètre ni d'intensité lors de sa propagation. Le long de sa traînée, l'impulsion autoguidée laisse un canal de plasma qui se recombine en quelques nanosecondes". Puisque la puissance de l'impulsion autoguidée ne peut dépasser une valeur maximale (égale à quelques fois la puissance critique), le reste de l'énergie initiale se propagera linéairement dans le milieu en formant un réservoir d'énergie autour de l'impulsion autoguidée. Ce réservoir sert à alimenter le filament pendant la propagation en équilibrant les pertes d'énergie par ionisation (voir la figure 3.1).

Il est important de souligner que le filament n'est pas un état statique. Il possède une dynamique spatio-temporelle très riche car il est en réalité le résultat de l'inter compétition entre d'autres phénomènes tels que la dispersion de vitesse de groupe, l'auto-modulation de phase où encore "l'auto-raïdissement" des fronts temporels de l'impulsion (pulse self-steepening) [19] et l'effet Raman [13]. Une modélisation complète du phénomène nécessite un code de calcul complexe permettant la résolution de l'équation de Schrödinger non linéaire qui décrit l'évolution du champ électrique de l'impulsion lors de sa propagation autoguidée [13].

Parmi tous les phénomènes cités plus haut, deux jouent un rôle essentiel pour l'application de la filamentation à la génération d'impulsions ultra-brèves :

- Le premier est l'auto-modulation de phase. Elle conduit à la génération de fréquences nouvelles dans le spectre de l'impulsion et donc à son élargissement spectral. Ce phénomène est dû à la variation tem-

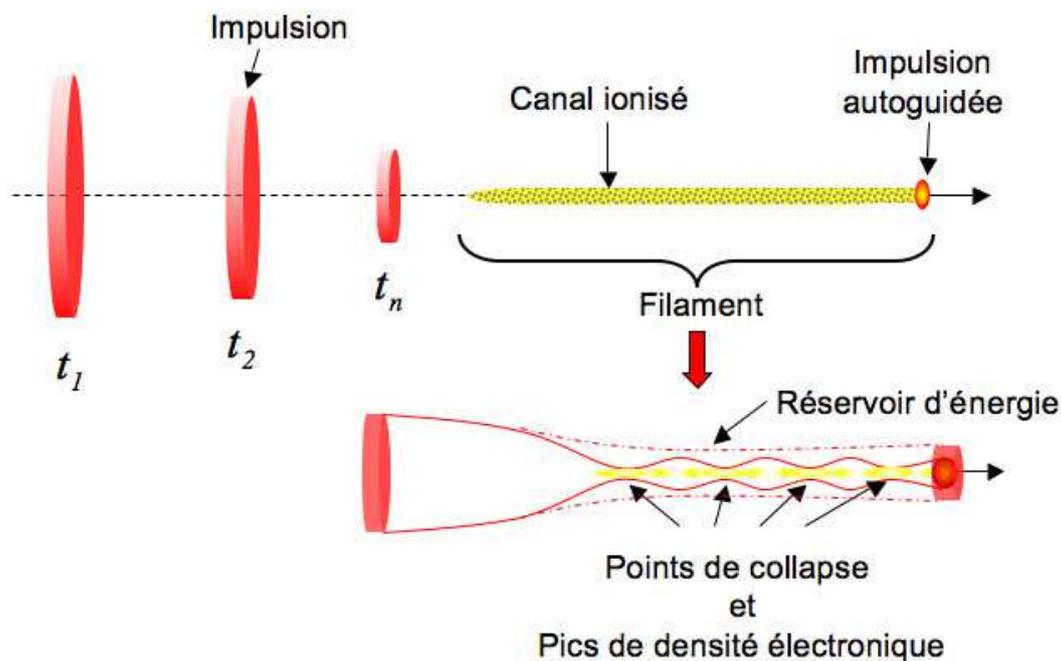


FIG. 3.1 – Schématisation du processus de filamentation. Les cylindres rouges schématisent la forme de l'impulsion en un point donné de l'axe de propagation et à un instant donné  $t_i$ . La bulle de lumière représente l'impulsion autoguidée suite au processus de filamentation à un instant donné. Le canal de plasma appelé "filament" est constitué de différents cycles de refocalisation correspondant à des pics de densité électronique dans le coeur du plasma. Ce canal de plasma est entouré par un "réservoir d'énergie" correspondant à la composante énergétique du faisceau qui ne subit pas la propagation auto-guidée. Ce schéma est tiré de la référence [16].

porielle de l'indice de réfraction du milieu :  $\Delta n_{Kerr}$ . La variation de phase temporelle correspondante, génère de nouvelles composantes fréquentielles dans le spectre de l'impulsion. Les basses (hautes) fréquences sont générées sur le front avant (arrière) du profil d'intensité temporel de l'impulsion. Il en résulte une variation de la fréquence instantanée de l'impulsion (chirp). Ce chirp est positif ce qui correspond à une dispersion de vitesse de groupe également positive [17].

- Le second est l'ionisation du milieu. En effet, le plasma généré va être également la source d'un élargissement spectral. De plus, il apporte un chirp et donc une dispersion de vitesse de groupe négative à l'impulsion [17].

Le spectre ainsi élargi peut couvrir une large gamme de fréquences (entre 400 et 1000 nm). Cela ouvre la possibilité de générer des impulsions de quelques cycles optiques seulement, une fois le chirp compensé. Pour une revue complète sur la filamentation, voir référence [18].

## 3.2 Modélisation de la filamentation

La modélisation du phénomène grâce à un code approprié représente un sujet d'étude en soi et dépasse le cadre de cette thèse, nous nous contenterons donc de cette brève introduction au modèle théorique

utilisé pour modéliser le phénomène, plus de détails peuvent être trouvés dans la référence [18].

Le phénomène de filamentation peut être décrit à l'aide de deux équations non linéaires couplées décrivant l'évolution de l'enveloppe du champ électrique de l'impulsion. Il est important de rappeler les hypothèses sous lesquelles ces équations sont obtenues :

- L'impulsion laser initiale est linéairement polarisée dans le plan transversal à l'axe de propagation.
- l'impulsion initiale est quasi monochromatique, c'est à dire que  $\delta\omega/\omega_0 \ll 1$ , où  $\delta\omega$  est la largeur spectrale de l'impulsion et  $\omega_0$  sa fréquence centrale.

Sous ces hypothèses, le champ électrique de l'impulsion peut s'écrire comme :

$$E(z, t) = \frac{\xi(r, z, t)}{2} \exp[j(k_0 z - \omega_0 t)] + cc \quad (3.5)$$

où  $\xi(r, z, t)$  est l'enveloppe complexe du champ électrique.

Grâce à la quasi monochromaticité de l'impulsion, on peut aussi démontrer les approximations suivantes :

- Approximation paraxiale :  $|\partial^2 \xi / \partial z^2| \ll k_0 |\partial \xi / \partial z|$ , on ne considère pas les ondes se propageant dans le sens des  $z$  négatifs. On ne décrit donc pas les éventuelles parties de l'onde qui sont réfléchies ou rétrodiffusées lors de sa propagation.
- Approximation de l'enveloppe lentement variable :  $|\partial^2 \xi / \partial t^2| \ll \omega_0 |\partial \xi / \partial t|$ , l'enveloppe complexe du champ électrique varie peu dans le temps.

Ces hypothèses sont sévères, toutefois il a été montré qu'elles sont valables pour des impulsions dont la durée peut être aussi courte qu'un seul cycle optique (environ 2,6 fs à  $\lambda_0=800$  nm) [32]. Sous ces hypothèses, l'équation de propagation de l'enveloppe du champ s'écrit comme [17] :

$$2j \left( k_0 + \frac{j}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) \frac{\partial \xi}{\partial z} + [\Delta_{\perp} + D] \xi + 2jk_0 N(\xi, \rho) = 0 \quad (3.6)$$

avec  $k_0 = k(\omega_0)$  la norme du vecteur d'onde pour la fréquence centrale  $\omega_0$  et  $k(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c}$  où  $n(\omega)$  est l'indice de réfraction du milieu calculé à l'aide des relations de Sellmeier. Cette équation est exprimée dans le référentiel de l'impulsion se propageant à la vitesse de groupe  $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \Big|_{\omega_0}$ . Le temps  $t$  est donc un temps "retardé" qui est égal à  $\tau - \frac{z}{v_g}$ . Dans (3.6), le terme  $\Delta_{\perp}$  représente les effets de la diffraction, l'opérateur  $D$  est défini dans le domaine spectral comme :  $\hat{D}(\omega) = k^2(\omega) - (k_0 + v_g^{-1}(\omega - \omega_0))^2$  et représente la dispersion du milieu à tous les ordres. Le dernier opérateur  $N$  tient compte de tous les effets non linéaires et s'exprime comme :

$$N(\xi, \rho) = j \frac{\omega_0}{c} n_2 T^2 |\xi|^2 \xi - \frac{\sigma_{Br}}{2} (1 + j\omega_0 \tau_c) \rho \xi - T \frac{W(\xi) U_i}{2|\xi|^2} (\rho_{nt} - \rho) \xi \quad (3.7)$$

- Le premier terme dans (3.7) représente la contribution de l'effet Kerr optique. L'auto-raïdissement des fronts de l'impulsion (self-steepening) [19] est pris en compte dans l'opérateur  $T \equiv 1 + (j/\omega_0) \partial / \partial t$ .
- Le second terme tient compte de l'effet du plasma sur la propagation, notamment l'absorption par effet Bremsstrahlung inverse (partie réelle), et la diffraction due au plasma (partie imaginaire).  $\sigma_{Br}$  est la section transversale d'absorption par effet Bremsstrahlung inverse et  $\tau_c$  le temps de collision des électrons.
- Le dernier terme tient compte des pertes d'énergie non linéaires, c'est à dire, l'énergie cédée par l'impulsion lors de l'ionisation du milieu. Pour des impulsions de quelques dizaines de femtosecondes,

l'ionisation par le champ optique est le processus dominant pour la génération de plasma durant la filamentation. Dans ce régime, le taux d'ionisation  $W(\xi)$  peut être calculé à l'aide du modèle de Keldysh [17].  $U_i$  est l'énergie potentielle d'ionisation du milieu et  $\rho_{nt}$  la densité électronique de l'argon en l'absence d'ionisation.

Afin de résoudre l'équation différentielle du champ électrique (3.6), il faut pouvoir calculer la densité électronique du plasma  $\rho$  généré par l'impulsion laser. L'équation qui régit la variation de la densité électronique est la suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = W(\xi)(\rho_{nt} - \rho) + \frac{\sigma_{Br}}{U_i} \rho |\xi|^2 - \alpha \rho^2 \quad (3.8)$$

Dans (3.8), le premier terme de droite représente l'ionisation multi-photonique (MPI) et le second l'ionisation par avalanche électronique. Le dernier terme modélise la recombinaison des électrons avec les ions. Il est toutefois raisonnable, en présence d'impulsions courtes, de négliger la contribution de l'ionisation par avalanche électronique [21] devant la contribution de l'ionisation multi-photonique.

La résolution numérique de (3.6) et (3.8) permet de modéliser le phénomène.

### 3.3 Auto-compression d'impulsions de 10 fs, 360 $\mu$ J à 1 kHz

#### 3.3.1 Optimisation de la filamentation

Des travaux ont été réalisés par des membres de notre équipe en collaboration avec le groupe de L. F. DiMauro (Université de l'Ohio, USA). Expérimentalement, nous avons noté que pour des caractéristiques fixées (durée, énergie) de l'impulsion initiale, la variation de la pression du gaz dans la cellule conduisait à une variation de la structure spatiale du filament comme on peut le voir sur la figure 3.2. L'impulsion initiale du laser possède une durée de 28 fs et une énergie de 800  $\mu$ J à 3 kHz. A basse pression (530 mbar), on constate qu'il n'y a qu'un seul foyer non linéaire résultant de la compétition entre l'auto-focalisation (effet Kerr) et la défocalisation due au plasma généré par ionisation du gaz. Lorsque l'on augmente la pression, un second foyer non linéaire commence à apparaître (670 mbar) jusqu'à devenir bien visible et stable pour une pression optimale de 760 mbar. Cette double structure est la signature expérimentale du régime dit "d'auto-compression" : dans ce régime, l'impulsion issue du filament possède la durée la plus courte. Cet optimum est double : tout d'abord au niveau de la largeur spectrale et ensuite au niveau de la phase spectrale [7]. Si on augmente la pression à 990 mbar, le second foyer non linéaire se rapproche spatialement du premier jusqu'à n'en former plus qu'un seul (1200 mbar). Une collaboration avec le groupe de A. Gaeta (Université de Cornell, USA) nous a permis d'effectuer une modélisation du phénomène grâce à un code de calcul 2D+1 résolvant le système d'équations (3.6) et (3.8). Les simulations montrent que lors du processus de filamentation, la pression du gaz est un paramètre important [7]. Il existe une pression optimale du gaz pour laquelle le filament est constitué de deux cycles d'ionisation successifs comme le montre la figure 3.3. L'impulsion issue du filament présente alors une dispersion de vitesse de groupe nulle. La valeur de cette pression dépend de l'énergie et de la durée de l'impulsion initiale ainsi que du gaz utilisé. C'est dans cette configuration que l'élargissement spectral est maximal et donc que la durée limitée par transformée de Fourier de l'impulsion issue du filament est minimale.

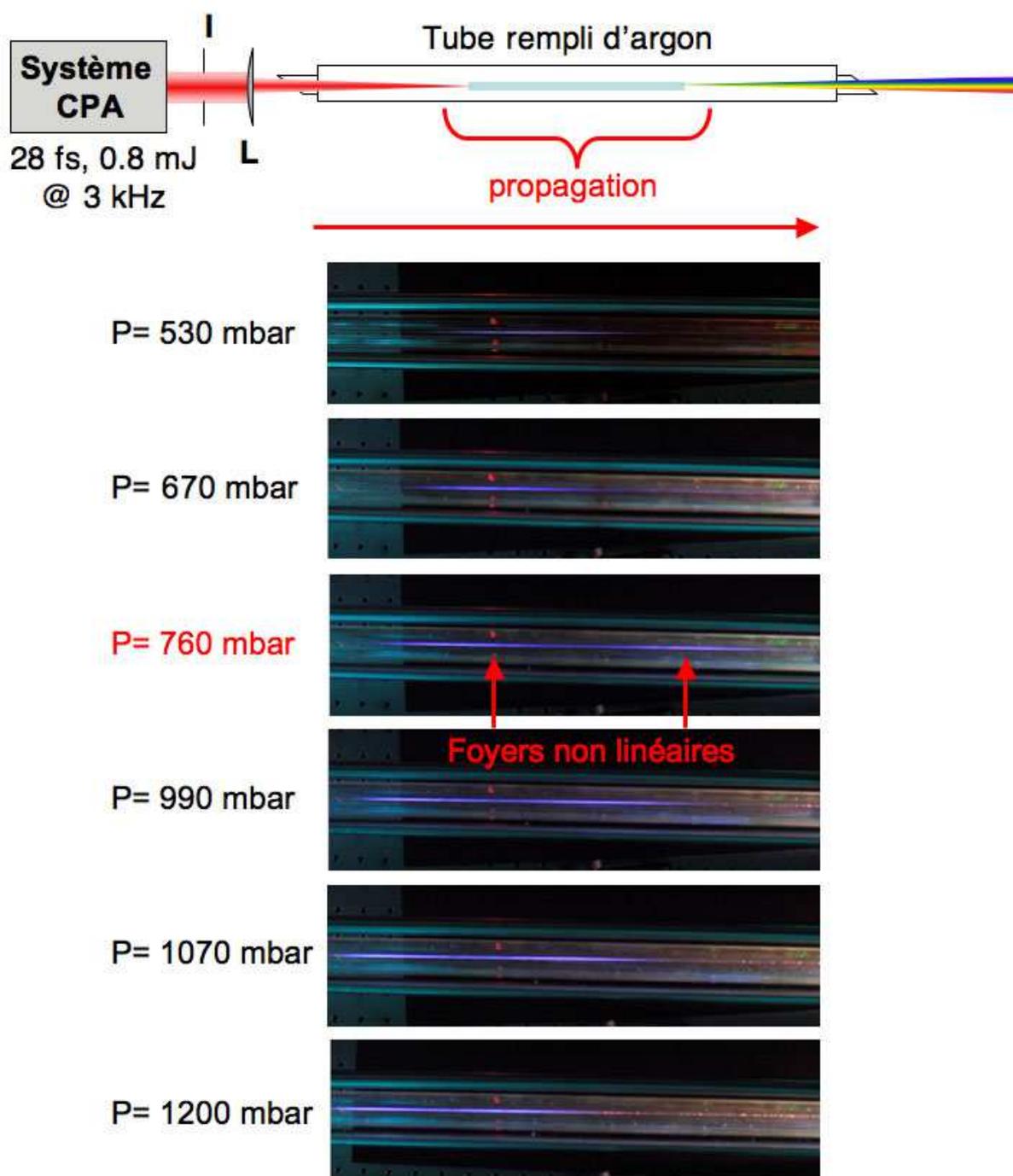


FIG. 3.2 – Mise en évidence expérimentale du régime d’auto-compression d’impulsions par filamentation. L’impulsion initiale a une durée de 28 fs et une énergie de  $800 \mu\text{J}$  à 3 kHz. Elle est focalisée dans une cellule remplie de gaz rare (argon). La cellule est scellée à l’aide de fenêtres à angle de Brewster. Pour différentes pressions du gaz, on enregistre la structure spatiale du filament grâce à un appareil photographique. Comme on peut le voir sur la figure, la structure du filament évolue beaucoup avec la pression. A basse pression (530 mbar), on constate qu’il n’y a qu’un seul foyer non linéaire résultant de la compétition entre l’auto-focalisation (effet Kerr) et la défocalisation due au plasma généré par ionisation du gaz. Lorsque l’on augmente la pression, un second foyer non linéaire commence à apparaître (670 mbar) jusqu’à devenir bien visible et stable pour une pression optimale de 760 mbar. Cette double structure est la signature expérimentale du régime d’auto-compression. Si on augmente la pression, le second foyer non linéaire se rapproche spatialement du premier jusqu’à n’en former plus qu’un seul (1200 mbar).

Ce régime semble aussi être celui pour lequel les pertes d'énergie par l'ionisation sont minimales. Des travaux expérimentaux réalisés par Hauri *et al.* montrent des résultats en accord avec ces prévisions théoriques [25].

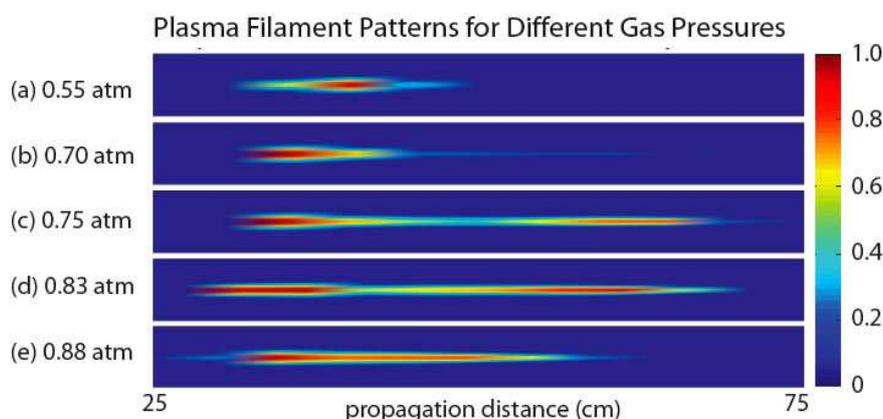


FIG. 3.3 – Densité de plasma calculée en fonction de la distance de propagation dans le filament pour différentes valeurs de la pression d'argon : a)  $P=0,55$  atm ( $P=0,95 P_{crit}$ ), b)  $P= 0,7$  atm ( $P=1,2 P_{crit}$ ), c)  $P=0,75$  atm ( $P=1,3 P_{crit}$ ), d)  $P= 0,83$  atm ( $P=1,35 P_{crit}$ ) et e)  $P= 0,88$  atm ( $P=1,42 P_{crit}$ ). L'impulsion initiale possède une durée de 35 fs et une énergie de 0,7 mJ. La figure est tirée de la référence [7].

Ces travaux mettent également en évidence la dynamique complexe du processus. En outre, deux phénomènes majeurs ayant une importance pour la génération d'impulsions ultra-brèves se doivent d'être soulignés :

- Tout d'abord, les simulations mettent en évidence une riche dynamique spatio-spectrale de l'impulsion lors de la filamentation séquentielle dans le régime d'auto-compression. Ceci est illustré sur la figure 3.4 a)-e) qui représente la variation du spectre de l'impulsion en fonction de la coordonnée radiale  $\vec{r}$  et ce pour différentes abscisses  $z$  le long de l'axe de propagation. Avant le premier cycle d'ionisation ( $z=36$  cm), on observe un faible élargissement spectral, symétrique et centré sur l'axe de propagation ( $r=0$ ). Ceci est dû au fait que l'intensité est plus élevée sur l'axe que sur les bords du faisceau. A la fin du premier cycle d'ionisation ( $z=43$  cm), on peut voir que le spectre s'est élargi approximativement d'un facteur 2 et est légèrement asymétrique dans le domaine spectral. Il faut noter que la largeur spectrale après ce premier cycle d'ionisation n'est pas suffisante pour supporter une impulsion dont la durée serait inférieure à 20 fs. Entre la fin du premier cycle d'ionisation et le début du second ( $z=62$  cm), on voit apparaître une structure très asymétrique de la distribution spatiale du spectre. L'intensité spectrale possède désormais une large composante entre 650 et 750 nm localisée au voisinage de l'axe. Concomitamment, une composante centrée à 840 nm naît hors axe. Cette tendance se confirme à la fin du second cycle d'ionisation ( $z=69$  cm). A basse pression, lorsqu'on n'observe qu'un seul cycle d'ionisation, les simulations ne montrent pas cette redistribution spatio-spectrale de l'énergie [7]. Il existe donc un chirp spatial intrinsèque sur le faisceau issu de la filamentation.
- Le second point est la dépendance spatiale de la durée de l'impulsion. En effet, si on place un diaphragme sur le faisceau après le filament, le spectre et l'intensité temporelle de l'impulsion calculés après ce diaphragme vont dépendre de l'ouverture de ce dernier comme le montre la figure 3.4 f)-g).

On voit que la mesure effectuée avec 20% de l'énergie issue du filament donne une durée d'impulsion de 10 fs environ alors que pour 100% de l'énergie on est plus proche de 25 fs et avec un profil temporel non satisfaisant. Il faut préciser que la durée de l'impulsion est mesurée sans aucune compensation additionnelle de la GVD entre la fin du filament et le point de mesure. Si on ne sélectionne que la partie centrale du faisceau, l'impulsion est auto-comprimée. Cette variation de la durée de l'impulsion découle en partie de la dépendance spatiale du spectre (plus large sur l'axe). La dépendance spatiale de la phase spectrale introduite par les différents effets non linéaires entrant en jeu et les effets de couplage spatio-temporels jouent sans aucun doute également un rôle et a déjà été mise en évidence par Zair *et al.* [31]. Hauri *et al.* ont montré expérimentalement l'auto-compression d'impulsion dans le filament [25] jusqu'à une durée de 11 fs sans compensation additionnelle de la dispersion de vitesse de groupe de l'impulsion. Ces résultats sont en accord avec d'autres travaux [26] et suggèrent que cette redistribution observée dans le régime de filamentation séquentielle joue un rôle important dans l'auto-compression de l'impulsion au sein du filament. Toutefois, à l'heure actuelle, nous ne sommes pas en mesure d'expliquer ce phénomène d'auto-compression plus en détail. Les derniers travaux à notre connaissance, exposés à l'occasion du second symposium international sur la filamentation [28, 29, 30] n'apportent pas d'interprétation claire et universellement admise de ce phénomène. Ces observations montrent que la compression temporelle d'impulsions par filamentation n'est pas la panacée que les chercheurs attendaient après les premiers travaux réalisés par Hauri *et al.* en 2004. Même si le régime d'auto-compression semble être un avantage puisque il permet de s'affranchir des moyens conventionnels (ligne à prismes, miroirs chirpés) utilisés pour compenser la GVD de l'impulsion issue du filament, il faut être très prudent et rigoureux sur la présentation des résultats expérimentaux obtenus. En effet, comme on vient de l'exposer, l'impulsion issue du filament possède un chirp spatial intrinsèque. Ce dernier ainsi que la dépendance spatiale probable de la phase spectrale entraîne que la durée de l'impulsion varie en fonction de la section du faisceau choisie pour la mesure temporelle. Il existe donc un équilibre entre l'énergie réellement utilisable et la durée de l'impulsion. Cette subtilité a été dans un premier temps sous estimée par certains groupes de recherches, y compris le nôtre, conduisant à des résultats erronés [12, 27] (essentiellement imputables à la technique de mesure) qui ont été révisés par la suite.

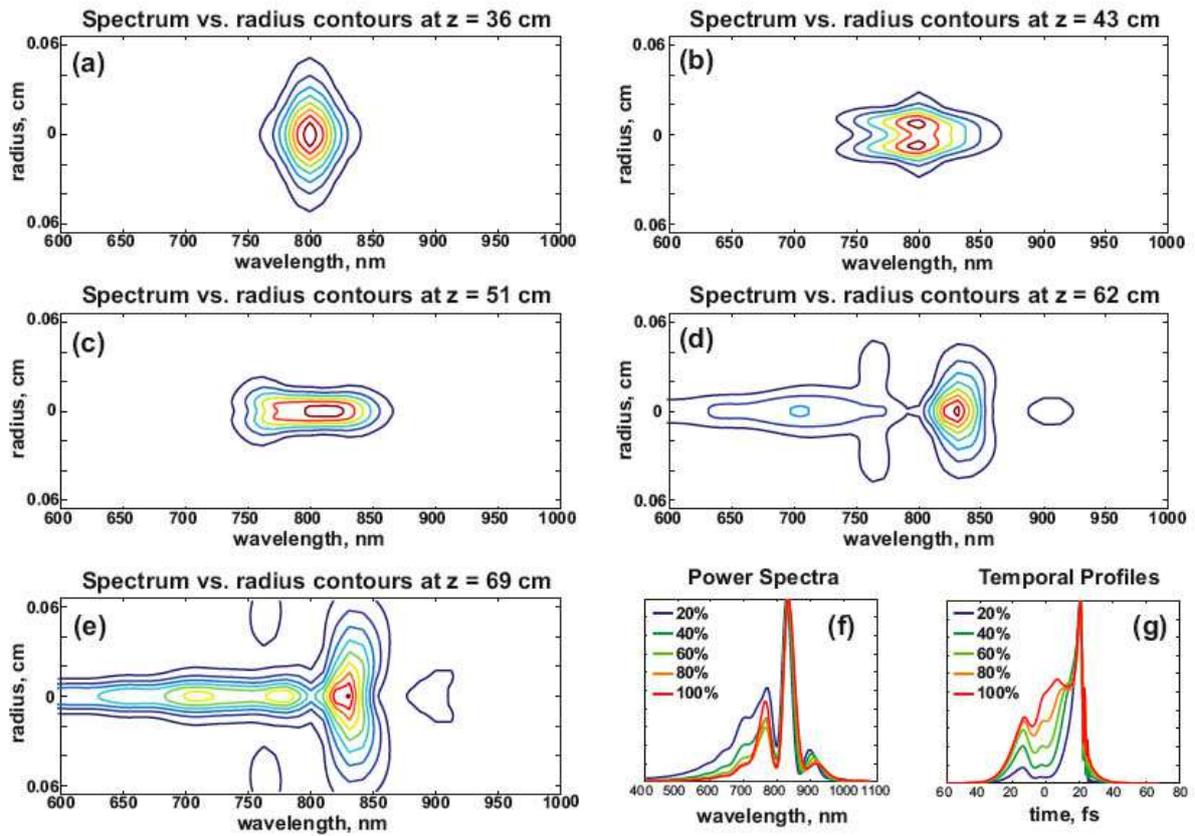


FIG. 3.4 – Intensité spectrale en fonction de la coordonnée radiale  $r$  pour différentes abscisses  $z$  le long de l'axe de propagation dans le régime de filamentation séquentielle. a) Au début du premier cycle d'ionisation ( $z=36$  cm), b) au milieu du premier cycle d'ionisation ( $z=43$  cm), c) au voisinage de la fin du premier cycle ( $z=51$  cm), d) au début du second cycle d'ionisation ( $z=62$  cm) et e) à la fin de ce second cycle ( $z=69$  cm). f) Intensité spectrale et g) intensité temporelle en fin de filamentation pour différentes valeurs d'ouverture d'un diaphragme virtuel laissant passer un pourcentage donné de l'énergie totale. La figure est tirée de la référence [7].

### 3.3.2 Dispositif expérimental

La source laser est un système CPA délivrant des impulsions de 42 fs ayant une énergie de 4 mJ à un taux de répétition de 1 kHz. Un iris permet de faire varier l'énergie du faisceau (ainsi que sa taille). L'impulsion issue du laser traverse un télescope (5 : 1) et une lentille de focale  $f=2$  m qui permet de focaliser le faisceau dans la cellule remplie d'argon. La cellule est scellée à l'aide de fenêtres en silice à angle de Brewster. Après filamentation, la partie centrale du faisceau est sélectionnée à l'aide d'un iris. La pression du gaz est fixée (ici à 1200 mbar) afin d'optimiser la filamentation conformément aux résultats théoriques exposés dans le paragraphe 3.3.1. La compensation de la phase spectrale résiduelle est réalisée à l'aide d'une lame en silice. Deux wedges (en silice) montés sur des platines de translation permettent une optimisation fine de la phase spectrale. L'impulsion est ensuite caractérisée à l'aide d'un SPIDER. Deux photodiodes permettent de mesurer la stabilité du laser et de l'impulsion issue du filament de façon simultanée.

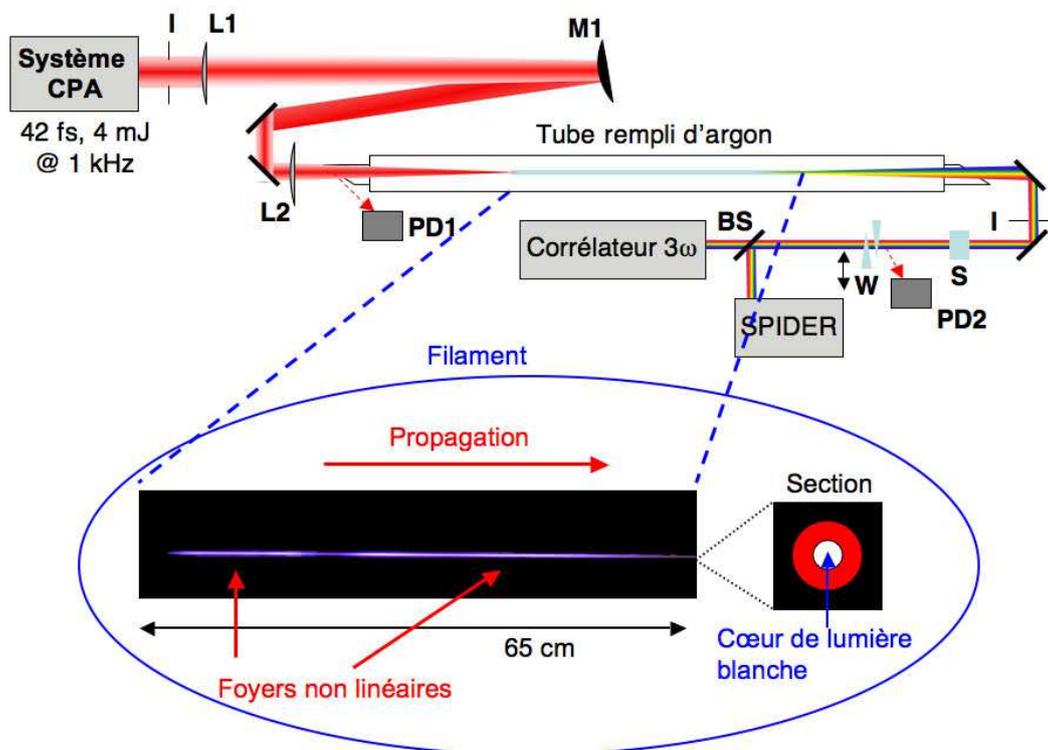


FIG. 3.5 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour l'auto-compression d'impulsions par filamentation. I : iris, L1 : lentille de focale  $f=1,5$  m, M1 : miroir convexe de focale  $f=-0,3$  m, L1 et M1 forment un télescope (5 : 1). L2 : lentille de focale  $f=2$  m, S : lame de silice, W : wedges en silice montés sur translations micrométriques, PD : photodiodes rapides et BS : lame séparatrice ( $R=5\%$ ). La pression est ajustée de façon à obtenir une structure du filament comportant deux foyers non linéaires, signature expérimentale du régime d'auto-compression. Après filamentation, la section du faisceau se compose d'un "cœur" de lumière blanche entouré du "réservoir" composé essentiellement de la radiation infrarouge du laser. Lors des mesures de durée et d'énergie de l'impulsion issue du filament, on ne sélectionne que le "cœur" de lumière blanche.

### 3.3.3 Caractérisation des impulsions

En pratique, nous avons fixé la pression d'argon à 1200 mbar. A cette pression, on peut observer la structure typique de filamentation séquentielle comme le montre la figure 3.5 : un premier cycle d'ionisation court est suivi d'un second cycle plus long dans lequel s'effectue la majeure partie de l'élargissement spectral. Nous avons constaté qu'une variation de la pression de  $\pm 100$  mbar (la plus petite variation mesurable à l'aide du manomètre alors à notre disposition), entraîne une disparition de la double structure de filamentation.

Nous avons tenté de caractériser le profil d'intensité temporelle des impulsions à l'aide d'un SPIDER. Pour cela, nous avons sélectionné à l'aide d'un diaphragme la partie centrale du "coeur" de lumière blanche du faisceau avant de l'envoyer vers le SPIDER. La mesure indiquait que la phase spectrale de l'impulsion présentait une dispersion de vitesse de groupe négative. Afin de la compenser, nous avons inséré une lame de silice (5 mm d'épaisseur) et des wedges (également en silice) sur le trajet du faisceau. Ces éléments permettent de compenser une GVD de  $-220$  fs<sup>2</sup> environ. La durée de l'impulsion la plus courte que nous ayons pu obtenir est de 9,8 fs à mi-hauteur en intensité. Le résultat de la mesure est représenté sur la figure 3.6. La durée limitée par transformée de Fourier est de 6 fs environ, la compression n'est donc pas optimale. De plus en l'absence de signal SPIDER (dû peut être à l'épaisseur trop importante du cristal de BBO de l'appareil), la phase spectrale n'est pas mesurée sur toute la plage spectrale couverte par l'impulsion ce qui introduit une erreur sur la mesure. L'énergie contenue dans cette impulsion (mesurée après le diaphragme) est de 360  $\mu$ J environ ( $\eta=10\%$ ), soit une puissance crête de 37 GW environ. L'énergie totale contenue dans le "coeur" de lumière blanche après la cellule est de 1,8 mJ environ ( $\eta=50\%$ ).

A l'aide de deux photodiodes (cf figure 3.5), nous avons mesuré simultanément les fluctuations de l'énergie des impulsions issues du laser et du filament sur une durée de 16 minutes. Les histogrammes correspondants au signal reçu par chaque photodiode sont représentées sur la figure 3.7. Pour le laser (figure 3.7 a)), la déviation standard de la fluctuation du signal mesuré est égale à 2,4% de la valeur moyenne. Pour le filament (figure 3.7 b)), elle est égale à 3,3% de la valeur moyenne. L'instabilité des impulsions issues du filament est bien moindre que ce que l'on aurait pu attendre étant donné la grande non linéarité du phénomène.

Afin de nous assurer de la qualité du front d'onde de l'impulsion en sortie de filament, nous avons réalisé une mesure à l'aide d'un analyseur de Shack-Hartmann. La principale aberration présente est de l'astigmatisme (figure 3.8)), l'écart aberrant est de 0,49  $\mu$ m PV et de 0,09  $\mu$ m rms. Nous pensons que l'astigmatisme provient du miroir concave permettant de focaliser le faisceau dans l'analyseur afin qu'il soit plus petit que la pupille de l'instrument. Le front d'onde ne semble pas présenter d'aberrations d'ordres élevés.

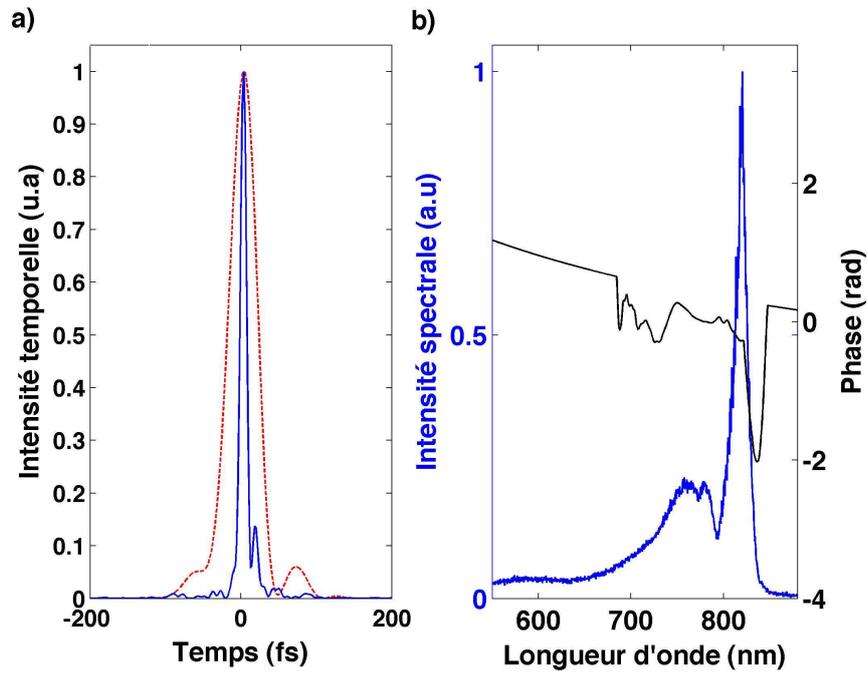


FIG. 3.6 – Mesure SPIDER de l’impulsion issue du filament de durée à mi-hauteur 9,8 fs. a) Profil d’intensité temporelle (trait plein bleu); b) Intensité (en bleu) et phase spectrale (en noir). La pression d’argon est de 1200 mbar. A titre de comparaison, le profil d’intensité temporelle de l’impulsion issue du laser est donné en trait pointillé rouge.

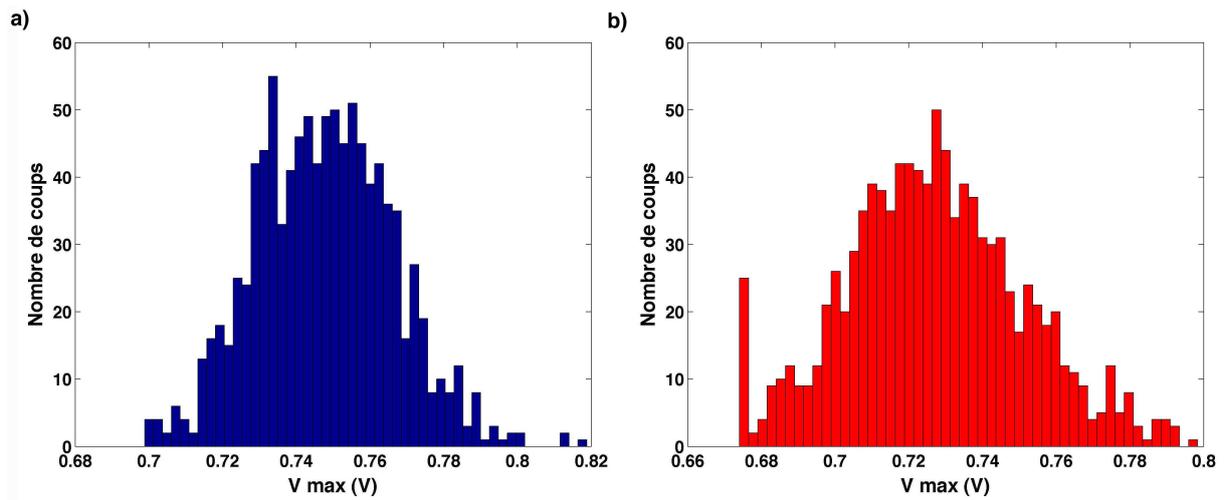


FIG. 3.7 – Mesure simultanée de la stabilité de l’impulsion issue a) : du laser (histogramme en bleu) et b) : du filament (histogramme en rouge) à l’aide de photodiodes rapides sur une durée de 16 minutes.

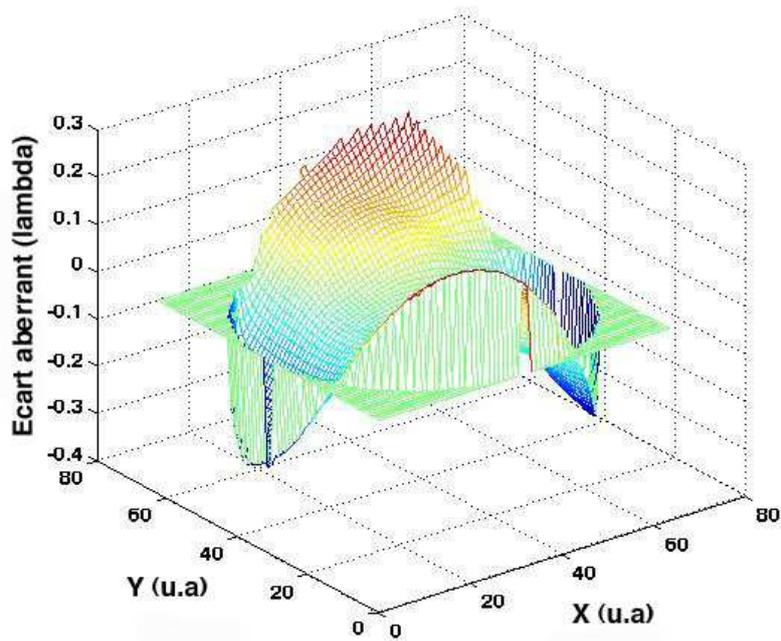


FIG. 3.8 – Mesure du front d’onde de l’impulsion issue du filament à l’aide d’un analyseur de Shack-Hartmann. La principale aberration présente est de l’astigmatisme, l’écart aberrant est de  $0,49 \mu\text{m PV}$  et de  $0,09 \mu\text{m rms}$ .

### 3.3.4 Conclusion

Nous avons mis en évidence un régime particulier de la filamentation dit "d’auto-compression". Ce régime se caractérise par une structure spatiale du filament composée de deux cycles d’ionisation et qui est la signature expérimentale reproductible de l’auto-compression d’impulsions par filamentation. L’élargissement spectral prononcé permettant la production d’impulsion sub-15 fs semble avoir lieu dans le second cycle d’ionisation. L’impulsion issue du filament présente un chirp soit nul, soit légèrement négatif. Nous avons réussi à générer des impulsions de durée 10 fs et de puissance crête 37 GW. Toutefois, les simulations montrent que l’impulsion possède un chirp spatial intrinsèque prononcé. La durée de l’impulsion dépend donc de la section du faisceau prise en compte pour la mesure. Ceci conduit à une sorte d’équilibre entre énergie et durée de l’impulsion réellement utilisable par un expérimentateur.

# Bibliographie

- [1] Braun A., Korn G., Liu X., Du D., Squier J. and Mourou G., "Self-channeling of high-peak-power femtosecond laser pulses in air", **Optics Letters** Vol. 20 No. 1, p 73-75 (1995).
- [2] Marburger J. H., "Self-focusing theory", **Prog. Quant. Electr.** Vol. 4, p 35-110 (1975).
- [3] Nibbering E. T. J., Curley P. F., Grillon G., Prade B., Franco M., Salin F. and Mysyrowicz A., "Conical emission from self-guided femtosecond pulses in air", **Optics Letters** Vol. 21 No. 1, p 62-64 (1996).
- [4] Méchain G., Couairon A., André Y. B., D'amico C., Franco M., Prade B., Tzortzakis S., Mysyrowicz A. and Sauerbrey R., "Long range self-channeling of infrared laser pulses in air : a new propagation regime without ionization", **Appl. Phys. B** Vol. 79, p 379-382 (2004).
- [5] Hauri C. P., Kornelis W., Helbing F. W., Heinrich A., Couairon A., Mysyrowicz A., Biegert J. and Keller U., "Generation of intense, carrier-envelope phase-locked few-cycle laser pulses through filamentation", **Appl. Phys. B** Vol. 79, p 673-677 (2004).
- [6] Hauri C. P., Guandalini A., Kornelis W., Eckle P., Biegert J. and Keller U., "Generation of intense few-cycle laser pulses through filamentation-parameters dependence", **Optics Express** Vol. 13 No. 19, p 7541-7547 (2005).
- [7] Vuong L. T., Lopez-Martens R. B., Hauri C. P. and Gaeta A., "Spectral reshaping and pulse compression via sequential filamentation in gases", **Optics Express** Vol. 16 No. 1, p 390-401 (2008).
- [8] Gallmann L., Pfeifer T., Nagel P. M., Abel M. J., Neumark D. M. and Leone S. R., "Comparison of the filamentation and the hollow-core fiber characteristics for pulse compression into the few-cycle regime", **Appl. Phys. B** Vol. 86, p 561-566 (2007).
- [9] Steinmeyer G. and Stibenz G., "Generation of sub-4 fs pulses via compression of a white-light continuum using only chirped mirrors", **Appl. Phys. B** Vol. 82, p 175-181 (2006).

- [10] Couairon A., Biegert J., Hauri C. P., Kornelis W., Helbing F. W., Keller U. and Mysyrowicz A., "Self-compression of ultra-short laser pulses down to one optical cycle by filamentation", **Jour. of Modern Optics** Vol. 53, Nos. 1-2, p 75-85 (2006).
- [11] Couairon A., Franco M., Mysyrowicz A., Biegert J. and Keller U., "Pulse self-compression to the single-cycle limit by filamentation in a gas with a pressure gradient", **Optics Letters** Vol. 30 No.19, p 2657-2659 (2005).
- [12] Hauri C. P., Trisorio A., Merano M., Rey G., Lopez-Martens R. B., and Mourou G., "Generation of high-fidelity, down-chirped sub-10 fs mJ pulses through filamentation for driving relativistic laser-matter interactions at 1 kHz", **Appl. Phys. Lett** Vol.89, 151125 (2006).
- [13] Couairon A., Tzortzakis S., Bergé L., Franco M., Prade B. and Mysyrowicz A., "Infrared light filaments :simulations and experiments", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 19 No. 13, p 1117-1131 (2002).
- [14] Feit M. D., Fleck J. A., "Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown", **Appl. Phys. Lett.** Vol. 24 No. 4, p 169-172 (1974).
- [15] Tempea G., Holzwarth R., Apolonski A., Hänsch T. W. and Krausz F., "Ultrafast lasers : technology and applications", Ferman M E, Galvanauskas A, Sucha G (Decker Inc, 2002).
- [16] D'Amico C., "Filamentation femtoseconde dans les milieux transparents passifs et amplificateurs, et étude de la filamentation comme source de radiation secondaire", Thèse de l'Ecole Polytechnique (2007).
- [17] Mysyrowicz A., Couairon A. and Keller U., "Self-compression of optical laser pulses by filamentation" **New Journal of Physics** Vol. 10, 025023 (2008).
- [18] Couairon A., Mysyrowicz A., "Femtosecond filamentation in transparent media" **Physics reports** Vol. 441, p 47-189 (2007).
- [19] DeMartini F., Townes C. H., Gustafson T. K. and Kelley P. L., "Self-steepening of light pulses" **Phys. Rev.** Vol. 164, p 312-323 (1967).
- [20] Rothenberg J. E., "Space-time focusing : breakdown of the slowly varying envelope approximation in the self-focusing of femtosecond pulses" **Optics Letters** Vol. 17 No. 19, p 1340-1342 (1992).

- [21] Yablonovitch E., Bloembergen N., "Avalanche ionization and the limiting diameter of filaments induced by light pulses in a transparent media", **Phys. Rev. Lett.** Vol. 29 No. 14, p 907-910 (1972).
- [22] Keldysh L. V., "Ionization in the field of a strong electromagnetic wave", **Sov. Phys. JETP** Vol. 20 No. 5, p 1307-1314 (1965).
- [23] Kolesik M., Moloney J. V. and Wright E. M., "Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air", **Optics Letters** Vol.23 No. 5, 382 (2001).
- [24] Raizer Y. P., "Heating of a gas by a powerful light pulse", **Sov. Phys. JETP-USSR** Vol. 21 No. 5, p 1009 (1965).
- [25] Hauri C. P., Ruchon T., Canova F., Power E., L'Huillier A. and Lopez-Martens R., "Self-compression by ultra-short pulses in filaments", présenté à la conférence CLEO, Long Beach, California, JTuE5 (2006).
- [26] Skupin S., Stibenz G., Bergé L., Lederer F., Sokollik T., Schnürer M., Zhavoronkov N. and Steinmeyer G., "Self-compression by femtosecond pulse filamentation : Experiments versus numerical simulations", **Phys. Rev. E** Vol. 74, 056604 (2006).
- [27] Stibenz G., Zhavoronkov N. and Steinmeyer G., "Self-compression of millijoule pulses to 7.8 fs duration in a white-light filament", **Optics Letters** Vol. 31, No. 2, p 274-277 (2006).
- [28] Gallmann L., Schapper F., Zaïr A., Guandalini A., Holler M., Couairon A., Franco M., Mysyrowicz A. and Keller U., "Spatio-temporal effects in few cycle filament compression", Second International Symposium on Filamentation 2008, Sept 22-25, ENSTA, Paris, FRANCE.
- [29] Steinmeyer G., Krüger C. and Demircan A., "Asymptotic pulse shapes in filament self-compression of femtosecond pulses", Second International Symposium on Filamentation 2008, Sept 22-25, ENSTA, Paris, FRANCE.
- [30] Akturk S., D'Amico C., Franco M., Couairon A. and Mysyrowicz A., "Generation of few cycle pulses by filamentation and their characterization", Second International Symposium on Filamentation 2008, Sept 22-25, ENSTA, Paris, FRANCE.
- [31] Zaïr A. *et al.*, "Spatio-temporal characterization of few-cycle pulses obtained by filamentation", **Optics Express** Vol. 15, p 5394 (2007).

- [32] Brabec T. and Krausz F., "Nonlinear optical pulse propagation in the single-cycle regime", **Phys. Rev. Lett.** Vol. 78, No. 17, p 3282-3285 (1997).

# Chapitre 4

## Contrôle de la multi-filamentation

### Sommaire

<b>4.1</b>	<b>Introduction et état de l'art</b>	<b>158</b>
<b>4.2</b>	<b>Influence de la polarisation sur la filamentation</b>	<b>160</b>
4.2.1	Description du montage expérimental	160
	Montage expérimental	160
	Caractéristiques de la source laser	160
4.2.2	Organisation spatiale des filaments	161
4.2.3	Stabilité du pointé des faisceaux	163
4.2.4	Caractéristiques des impulsions issues des filaments	164
<b>4.3</b>	<b>Contrôle de la multi-filamentation à l'aide d'un miroir déformable</b>	<b>165</b>
4.3.1	Définition du front d'onde aberrant et quantification des aberrations	165
4.3.2	Description du montage expérimental	168
4.3.3	Résultats expérimentaux	169
<b>4.4</b>	<b>Conclusion</b>	<b>172</b>

## 4.1 Introduction et état de l'art

Comme on l'a vu dans la partie précédente, lorsque un faisceau laser se propage dans un milieu et que sa puissance avoisine la puissance critique  $P_{crit}$ , le phénomène de filamentation peut s'initier. Cette propagation autoguidée du faisceau laser s'accompagne d'une riche dynamique de l'impulsion autoguidée lors de sa propagation. Dans la plupart des applications comme la génération d'impulsions ultra-brèves, le cas considéré est celui où un seul filament est créé de manière déterministe. On entend par là que les caractéristiques (longueur, pointé, densité électronique du plasma...) du filament créé ne changent pas de façon stochastique entre chaque tir du laser. Dans ce chapitre, on considère le cas où la puissance incidente  $P_{incidente}$  est très supérieure à la puissance critique  $P_{crit}$ . On entre alors dans le régime de la multi-filamentation c'est à dire que l'impulsion laser initiale va générer un certain nombre de filaments se co-propageant et interagissant les uns avec les autres. Il convient de distinguer deux types de multi-filamentation : le régime stochastique où la géométrie des filaments créés varie de façon non prévisible entre deux tirs du laser et le régime déterministe pour lequel la structure de multi-filamentation générée est stable. Le second régime présente un intérêt certain car il pourrait ouvrir la voie à de nouvelles évolutions des sources laser ultra-brèves : source multi-faisceaux ou bien source ultra-brève à très haute intensité (pourvu que l'on arrive à faire coaliser les filaments de manière déterministe). Des applications existantes tels le LIDAR [24] tireraient aussi certainement parti de ce contrôle.

Les premiers travaux théoriques ont été menés par Bepalov et Talanov en 1966 [1] mettant en évidence un mécanisme de départ de la multi-filamentation : l'instabilité de modulation. Ils ont montré que les irrégularités et le bruit présents sur le profil d'intensité spatiale du faisceau incident croissent rapidement et conduisent au "collapse" du faisceau en plusieurs points chauds qui se trouvent être les points de départ des différents filaments. Si le bruit est déterministe cela conduit à une distribution transverse des filaments structurée et stable. En revanche si le bruit est stochastique, cette distribution est aléatoire. Pour des faisceaux gaussiens, le seuil d'initiation de l'instabilité de modulation due au bruit se situe autour de  $100P_{crit}$  [2]. Ces travaux posent le problème suivant : le bruit est-il l'unique paramètre permettant d'initier et d'influencer la multi-filamentation ? La réponse est non et plusieurs équipes ont mis en évidence d'autres mécanismes permettant de contrôler la structure des filaments de façon déterministe. Les méthodes de contrôle sont toutes basées sur un même principe : le fait que les effets des perturbations externes imposées au faisceau prédominent sur l'instabilité de modulation due aux inhomogénéités du faisceau. Voici une brève description des méthodes utilisées et des principaux résultats obtenus.

### Utilisation d'un masque d'intensité ou de phase

Les travaux de Méchain *et al.* [3] ont montré que l'utilisation d'un masque d'amplitude ou d'un masque de phase sur le faisceau laser incident permet d'obtenir une structure de multi-filamentation stable. C'est à dire que le nombre de filament et leur pointé restent constants. Les masques employés avaient une structure en "tre-foil" ou en "five-foil". Les simulations et l'expérience montrent que le faisceau "collapse" en plusieurs filaments, chacun situé dans un "foil", à la périphérie du faisceau incident, là où le gradient d'intensité est le plus élevé. Après propagation, les filaments coalisent en un seul filament sur l'axe.

## Introduction d'astigmatisme

Un autre moyen de contrôle de la multi-filamentation est l'introduction d'astigmatisme dans le faisceau incident : Fibich *et al.* [4] ont montré expérimentalement que la distorsion de phase introduite par une lentille inclinée conduit à des figures de multi-filamentation spécifiques. Le nombre, la forme, et la stabilité spatiale des filaments générés sont directement liés à l'angle d'inclinaison de la lentille par rapport à l'axe de propagation. Fibich *et al.* [5, 6] ont démontré que l'utilisation d'un faisceau laser dont le profil est elliptique peut, sous certaines conditions, permettre la disparition de la multi-filamentation. En effet la puissance critique pour un faisceau elliptique dont le champ électrique est de la forme  $E(x, y) \propto \exp(-x^2/a^2 - y^2/b^2)$  [7, 8] s'exprime comme :

$$P_{crit}^{elliptic} \simeq \left[ 0, 4 \frac{(a^2 + b^2)}{2ab} + 0, 6 \right] \frac{3, 77 \lambda_0^2}{8\pi n_0 n_2} \quad (4.1)$$

Si l'on admet que le nombre maximal de filaments créés est approximativement donné par le rapport  $P_{incidente}/P_{crit}$  et étant donné que la puissance critique d'un faisceau elliptique est plus élevée que celle d'un faisceau gaussien (pour lequel  $a/b = 1$ ), le nombre de filaments générés avec un faisceau elliptique sera moindre comparé à un faisceau gaussien de même puissance  $P_{incidente}$ .

Les considérations précédentes sont uniquement basées sur la notion de puissance critique. Le fait que cette grandeur soit liée au seuil de multi-filamentation n'est toujours pas démontré de façon certaine. D'autres équipes ont obtenu des résultats en apparence contradictoire avec les précédents. Grow et Gaeta [9] ont montré expérimentalement et numériquement que lorsque l'ellipticité de faisceau (i.e. le rapport  $a/b$ ) augmente, le nombre de filaments générés aussi. La structure transverse semble stable indépendamment du bruit et de la polarisation du laser. Les filaments apparaissent le long du grand axe de l'ellipse du faisceau. En fait il n'y a pas forcément de contradiction avec les résultats de Fibich *et al.* [5], puisque le nombre réel de filaments générés ne dépend pas uniquement du rapport  $P_{incidente}/P_{crit}^{elliptique}$  mais également des inhomogénéités du faisceau initial.

## Utilisation d'un faisceau super-gaussien

Grow et Gaeta [10] ont montré que l'utilisation d'un faisceau dont le profil spatial est une super-gaussienne est une méthode efficace pour la génération d'une structure stable à plusieurs filaments. En effet, lorsqu'un faisceau de ce type est auto-focalisé par effet Kerr lors de sa propagation, le profil du faisceau au foyer non linéaire est un anneau comportant une certaine asymétrie [10, 11]. Cette asymétrie entraîne l'apparition d'une structure de multi-filamentation organisée.

## Utilisation d'un masque d'amplitude périodique

Les travaux théoriques et expérimentaux de Kandidov *et al.* [12] ont montré que l'utilisation d'un masque d'intensité périodique à deux dimensions (une grille) sur le faisceau laser incident conduit à une structure déterministe de la distribution spatiale des filaments en présence de fluctuations aléatoires dans le profil du faisceau incident. En effet la grille vient ajouter une perturbation périodique à l'amplitude et à la phase du faisceau, ce qui conduit à une structure spatiale transverse stable des filaments générés. Le nombre de filaments créés est plus important avec la grille que sans la grille si la puissance du faisceau d'entrée est suffisante.

Dans ce chapitre nous allons présenter deux nouvelles méthodes de contrôle de la multi-filamentation. La première repose sur les effets de la polarisation du faisceau initial sur le processus de filamentation [13]. La seconde méthode consiste en l'utilisation d'un miroir déformable permettant d'agir sur le

front d'onde du faisceau incident et donc d'agir sur le profil d'intensité spatiale du faisceau au foyer non linéaire [14].

## 4.2 Influence de la polarisation sur la filamentation

### 4.2.1 Description du montage expérimental

#### Montage expérimental

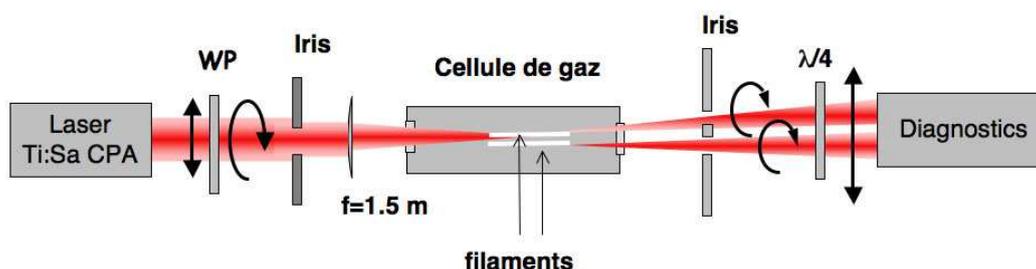


FIG. 4.1 – Dispositif expérimental utilisé pour le contrôle de la multi-filamentation grâce à l'état de polarisation du laser incident. Les flèches en noir représentent l'état de polarisation du faisceau.

Le faisceau incident traverse une première lame quart d'onde d'ordre 0 traitée anti-reflets à 800 nm qui permet de changer son état de polarisation suivi d'un iris de manière à ajuster finement la taille et donc l'énergie incidente. Le faisceau est ensuite focalisé par une lentille de 1500 mm de focale dans une cellule en verre remplie d'argon dans laquelle le processus de filamentation va s'initier. Après le tube, les faisceaux traversent une seconde lame quart d'onde ultra-large bande. Un certain nombre de diagnostics ont été placés après cette dernière : un spectromètre, une caméra CCD pour l'enregistrement du profil des faisceaux et de deux photodiodes quatre quadrants pour la mesure de la variation du pointé.

#### Caractéristiques de la source laser

Les expériences ont été réalisées avec un laser du laboratoire délivrant des impulsions de durée 57 fs, ayant une énergie de 3 mJ à une cadence de 1 kHz. Un dispositif SPIDER [15] permet de mesurer l'intensité temporelle et la phase spectrale de l'impulsion. Le résiduel de phase spectrale restait important, toutefois il ne nous a pas été possible de réaliser une meilleure compression des impulsions issues de la chaîne pour des raisons techniques.

Afin de connaître le profil d'intensité spatiale et la qualité du front d'onde du faisceau laser incident, nous avons mesuré ces derniers à l'aide d'un analyseur de type Shack-Hartmann. Le faisceau est prélevé par une lame de verre épaisse juste après la lentille de focalisation. On peut voir sur la figure 4.2 que le profil d'intensité du faisceau est de type flat-top et que le front d'onde ne souffre pas d'aberration prononcée (l'écart aberrant est de  $0,4\lambda\text{ PV}$ ).

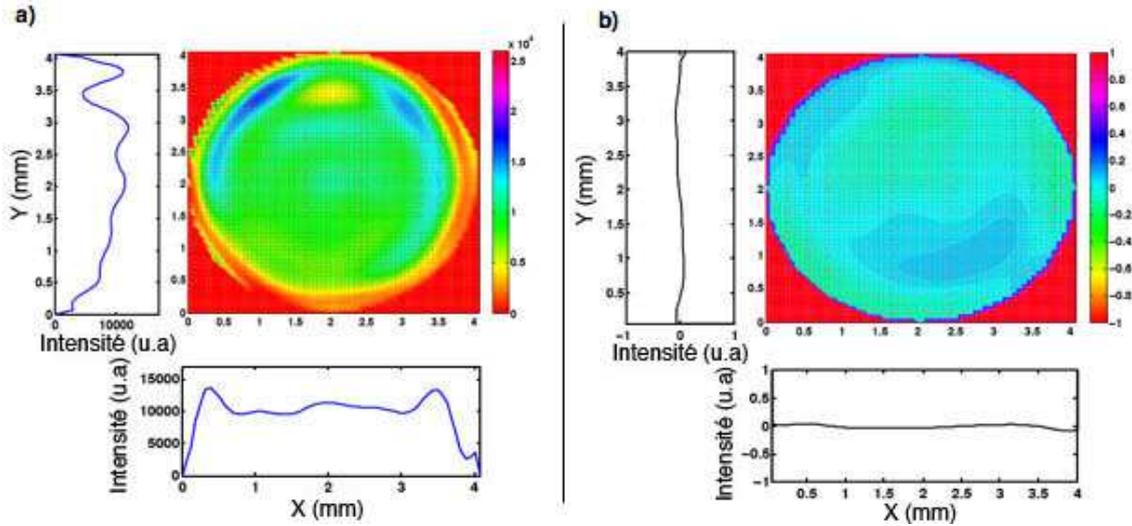


FIG. 4.2 – a) Mesure du profil d'intensité spatiale et b) du front d'onde à l'aide d'un senseur de Shack-Hartmann.

#### 4.2.2 Organisation spatiale des filaments

Nous avons commencé par focaliser dans la cellule remplie d'argon (avec une pression de 1500 mbar), des impulsions ayant une polarisation linéaire. L'énergie des impulsions étant de 2,5 mJ et leur durée égale à 57 fs, le rapport entre la puissance incidente  $P_{incidente}=43,9$  GW et la puissance critique  $P_{critique}^{linéaire}=1,4$  GW est d'environ  $P_{incidente}/P_{critique}^{linéaire}=31,2$ . On est donc dans le régime de multi-filamentation. La figure 4.3 montre la structure transverse des filaments sur un écran placé à environ 1,5 m de la fenêtre de sortie de la cellule de gaz et enregistrée à l'aide d'une caméra CCD. Le temps d'intégration est de 30 ms ce qui correspond à environ 30 tirs consécutifs du laser infrarouge. Comme on peut le constater l'image semble floue ce qui s'explique par le fait que la structure et la position des filaments est très instable dans le temps.

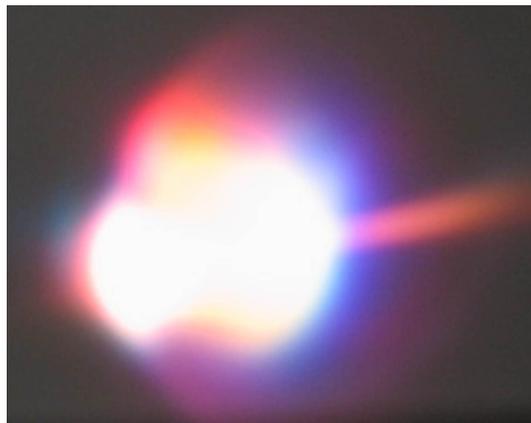


FIG. 4.3 – Structure spatiale transverse de multi-filamentation. L'impulsion initiale possède une énergie de 2,5 mJ et une polarisation linéaire. La pression d'argon est de 1500 mbar. Le temps d'intégration est de 30 ms.

Afin de stabiliser la structure transverse des filaments nous avons, à pression d'argon fixée, deux possi-

bilités :

- Soit diminuer l'énergie du faisceau laser incident de manière à amoindrir la valeur du rapport  $P_{incidente}/P_{critique}^{lineaire}$  et donc se rapprocher d'un régime à un seul filament stable.
- Soit faire varier la polarisation du laser d'un état linéaire vers un état circulaire. En effet un tel changement a des conséquences notables sur plusieurs phénomènes physiques impliqués dans la filamentation. Il est supposé aboutir à un processus d'ionisation multi-photonique (MPI) moins efficace [16] et affecter la génération de supercontinuum (l'indice non-linéaire étant plus faible) [17].

L'établissement d'un régime stable de multi-filamentation dans notre expérience requiert donc des caractéristiques différentes du faisceau en fonction de la polarisation initiale du laser. Pour vérifier le premier point énoncé plus haut, nous sommes partis des conditions expérimentales énoncées avant et nous avons diminué l'énergie du faisceau incident jusqu'à obtenir une figure de multi-filamentation stable. Cette condition est réalisée lorsque l'énergie incidente vaut 1,6 mJ, toutes choses égales par ailleurs. Cela correspond à une valeur du rapport  $P_{incidente}/P_{critique}^{lineaire}=20,3$ . La figure 4.4 montre la figure de filamentation sur l'écran enregistrée à l'aide de la caméra CCD (temps d'intégration 30 ms). Celle-ci apparaît effectivement plus stable que la précédente mais les fluctuations restent perceptibles sur l'image. A l'aide d'un iris permettant de sélectionner uniquement la partie centrale, nous avons mesuré les énergies de chaque filament. Les filaments de droite (F3) et de gauche (F4) transportent respectivement une énergie de 340  $\mu$ J et 280  $\mu$ J. Le rapport entre les deux est  $E_{F3}/E_{F4}=1,22$  et l'énergie contenue dans le réservoir est d'environ  $E_{reservoir}=980 \mu$ J.

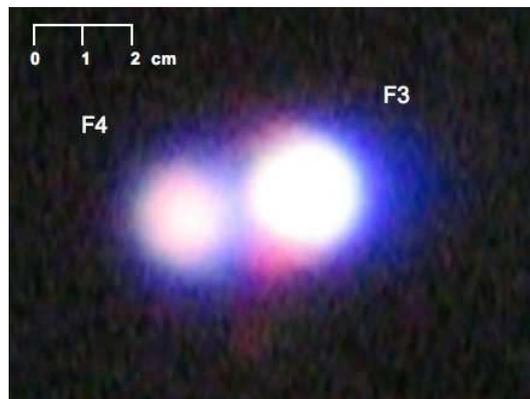


FIG. 4.4 – Structure spatiale transverse de multi-filamentation. L'impulsion initiale possède une énergie de 1,6 mJ et une polarisation linéaire. La pression d'argon est de 1500 mbar. Le temps d'intégration est de 30 ms.

Nous avons ensuite fixé la polarisation du laser à un état circulaire et l'énergie par impulsion à 2,5 mJ, la pression d'argon restant inchangée. Dans ce cas, la valeur du rapport  $P_{incidente}/P_{critique}^{circulaire}=20,8$  ce qui est environ égal au cas précédent. La figure 4.5 de multi-filamentation a été enregistrée dans les mêmes conditions. On peut y voir deux filaments stables et dont les contours sont mieux définis que dans le cas de la polarisation linéaire. Ceci laisse penser que la stabilité de pointé est meilleure.

Dans ce cas, les filaments de droite (F1) et de gauche (F2) transportent respectivement une énergie de 600  $\mu$ J et 450  $\mu$ J. Le rapport entre les deux est  $E_{F1}/E_{F2}=1,33$ , donc une distribution un peu moins équilibrée que dans le cas précédent. L'énergie contenue dans le réservoir est d'environ  $E_{reservoir}=1,45$

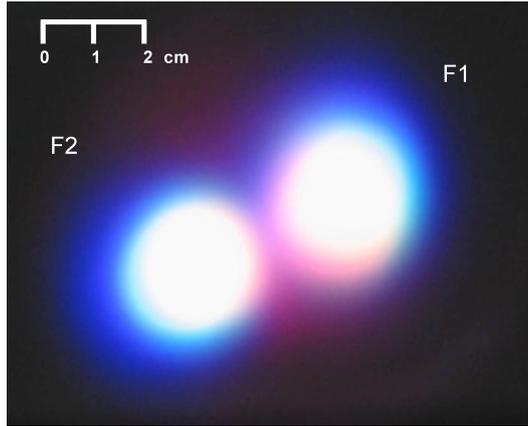


FIG. 4.5 – Structure spatiale transverse de multi-filamentation. L’impulsion initiale possède une énergie de 2,5 mJ et une polarisation circulaire. La pression d’argon est de 1500 mbar. Le temps d’intégration est de 30 ms.

mJ. Dans les deux cas une portion considérable de l’énergie ( $\approx 60\%$ ) est contenue dans le réservoir d’énergie qui entoure les deux filaments. La polarisation apparaît donc être un paramètre permettant d’influencer fortement la multi-filamentation.

### 4.2.3 Stabilité du pointé des faisceaux

Les observations précédentes semblent suggérer que la stabilité du pointé des faisceaux est meilleure dans le cas de la polarisation circulaire. Afin de caractériser la stabilité du pointé des deux filaments pour chaque polarisation, nous avons enregistré de façon synchrone la position du barycentre en intensité des faisceaux.

Les figures 4.6 a) et b) représentent la position du barycentre du profil d’intensité spatiale de chaque filament. Les mesures ont été effectuées pour 100 tirs consécutifs et pour des polarisations respectivement circulaire et linéaire du laser incident. Les graphiques sont en coordonnées absolues par rapport à une origine arbitrairement choisie. La valeur  $V_{rms}$  du déplacement des filaments par rapport à la position moyenne du barycentre (tableaux de la figure 4.6), révèlent une amélioration importante de la stabilité de pointé pour le cas de la polarisation circulaire comme le laissaient pressentir les observations précédentes. Le déplacement total ( $x+y$ ) rms :  $\Sigma V_{rms}$  pour le filament F2 (polarisation circulaire,  $\Sigma V_{rms}=0,18$  cm) est 2,5 fois plus faible que pour le filament F4 (polarisation linéaire,  $\Sigma V_{rms}=0,45$  cm). On observe la même chose pour les filaments F1 (Pol. Circ.,  $\Sigma V_{rms}=0,23$  cm) et F3 (Pol. Lin.,  $\Sigma V_{rms}=0,53$  cm). Par ailleurs, si on ne considère que le cas de la polarisation linéaire, on peut voir une augmentation importante de la fluctuation du pointé dans la direction de la polarisation du laser incident (la direction  $x$ ). Pour le filament F3, la variation rms dans la direction du champ électrique est deux fois plus importante que dans la direction  $y$ , orthogonale à la polarisation du laser ( $V_{x_{rms}}^{F3}=0,35$  cm et  $V_{y_{rms}}^{F3}=0,18$  cm). La tendance est identique pour le filament F4 (voir le tableau de la figure 4.7 b)). Contrairement au cas de la polarisation linéaire, les fluctuations rms des positions en  $x$  et  $y$  des faisceaux ayant une polarisation circulaire sont du même ordre de grandeur et exceptionnellement faibles (par exemple pour

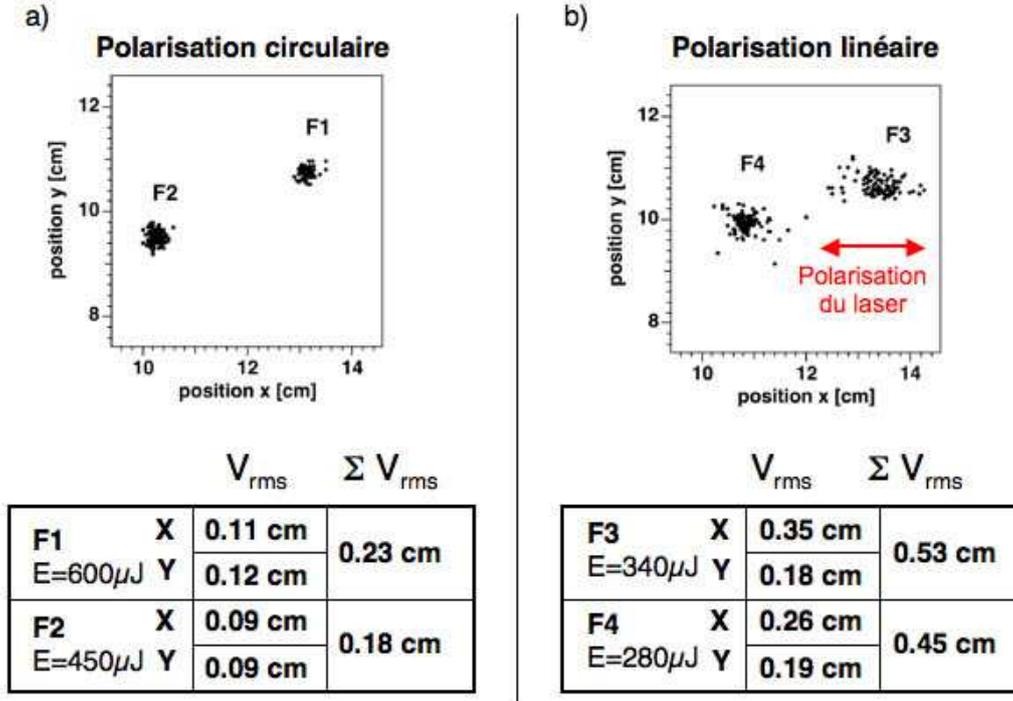


FIG. 4.6 – Positions du barycentre en intensité des filaments dans le cas a) d’une polarisation circulaire et b) une polarisation linéaire du laser incident. Les tableaux indiquent les déviations individuelles  $V_{rms}$  et totale  $\Sigma V_{rms}$  dans le plan transverse à la direction de propagation pour chaque filament.

F1 :  $V_{x_{rms}}^{F1}=0,09$  cm et  $V_{y_{rms}}^{F1}=0,09$  cm). Ces résultats montrent que la polarisation du faisceau influence beaucoup la stabilité des filaments. Nous avons voulu vérifier que cette amélioration de la stabilité n’était pas due uniquement à l’effet Kerr. Pour une polarisation linéaire et une énergie de 2,5 mJ, nous avons diminué la pression d’argon d’un tiers dans la cellule (1000 mbar) de façon à obtenir la même puissance critique que dans le cas de la polarisation circulaire. Malgré cela nous n’avons pas réussi à obtenir un régime stable de multi-filamentation. Nous pensons que pour mieux comprendre les raisons de ce comportement, il serait nécessaire de faire des simulations avec un code numérique 3+1 D comme celui développé par A. Couairon [19] qui prend en compte les nombreux effets spatio-temporels non linéaires mis en jeu qui influencent la multi-filamentation.

#### 4.2.4 Caractéristiques des impulsions issues des filaments

Dans le cas de la polarisation circulaire, l’excellente stabilité spatiale des deux filaments se co-propageant permet de caractériser les impulsions spectralement. L’observation de la fluorescence générée par le canal de plasma montre que le filament principal F1 se scinde, après 15 cm de propagation non linéaire où la fluorescence est la plus intense (i.e. au point où l’intensité est la plus élevée). Tandis que ce premier filament ( $\approx 50$  cm) garde sa direction initiale et subit 3 cycles de focalisation-défocalisation, un second filament F2 naît et subit deux de ces cycles sur une longueur de 30 cm environ. Cela conduit à des spectres différents pour les impulsions issues des deux filaments comme le montre la figure 4.7.

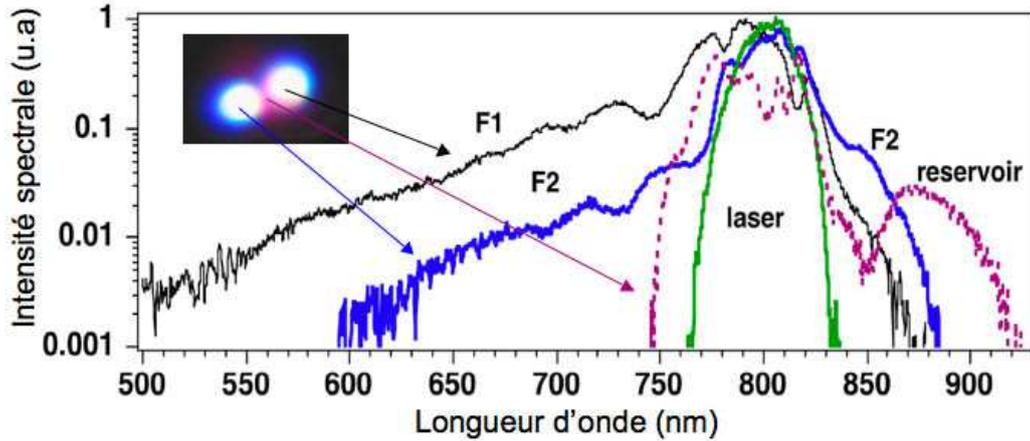


FIG. 4.7 – Intensité spectrale des impulsions issues du laser (en vert), des filaments F1 (en noir) et F2 (en bleu) et du réservoir (en mauve). Les spectres ont été enregistrés avec un spectromètre de type Ocean Optics USB 2000. Le temps d’intégration est de 100 ms

On peut voir qu’un élargissement spectral prononcé du côté des hautes fréquences a lieu pour F1, alors qu’il est moindre pour F2. Cette différence dans le décalage vers le bleu est prévisible étant donné que les longueurs des canaux de plasma sont différentes pour F1 et F2. En revanche les différences entre les spectres des deux filaments du côté de l’infrarouge sont plus surprenantes. Dans cette région spectrale c’est la SPM qui contribue le plus à l’élargissement. Bien que la SPM soit supposée générer plus de fréquences nouvelles pour une longueur de propagation non linéaire plus importante, le spectre du filament le plus long F1 apparaît moins large du côté infrarouge que celui du filament F2. Nous n’avons pas d’explication à ce phénomène.

## 4.3 Contrôle de la multi-filamentation à l’aide d’un miroir déformable

### 4.3.1 Définition du front d’onde aberrant et quantification des aberrations

Le champ électrique émis par une source lumineuse peut s’exprimer comme :

$$\vec{E}_{(\vec{r},t)} = \vec{A}_{(\vec{r},t)} e^{j\Phi_{(\vec{r},t)}} \quad (4.2)$$

où  $\vec{A}_{(\vec{r},t)}$  et  $\Phi_{(\vec{r},t)}$  sont respectivement l’amplitude et la phase spatiale de l’onde lumineuse émise. Par définition, le front d’onde est l’ensemble des points de l’espace où l’onde lumineuse possède la même phase. Ce front d’onde relie tous les rayons optiques qui ont parcouru le même chemin optique  $\delta$  depuis un même point source et qui possèdent la même phase (voir figure 4.8).

Pour une radiation monochromatique de longueur d’onde  $\lambda_0$ , la relation entre la phase  $\Phi$  et le chemin optique  $\delta$  est :

$$\Phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \delta \quad (4.3)$$

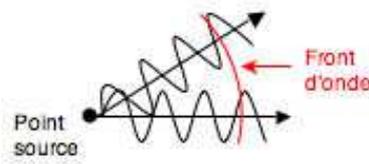


FIG. 4.8 – Front d’onde d’une onde sphérique émise par un point source.

Le front d’onde aberrant est obtenu par soustraction d’un front d’onde idéal de référence au front d’onde réel. Par exemple si on focalise un faisceau à l’aide d’une optique (cf. figure 4.9), le front d’onde de référence est sphérique, tangent à la pupille de l’optique de focalisation et son centre coïncide avec le point image idéal P. Pour chaque point de la pupille de sortie, la différence de chemin optique  $\delta(x, y)$  entre la surface sphérique de référence et le front d’onde aberrant est alors mesurée, ce qui permet d’obtenir la forme du front d’onde aberrant  $\Phi(x, y)$  sur toute la pupille.

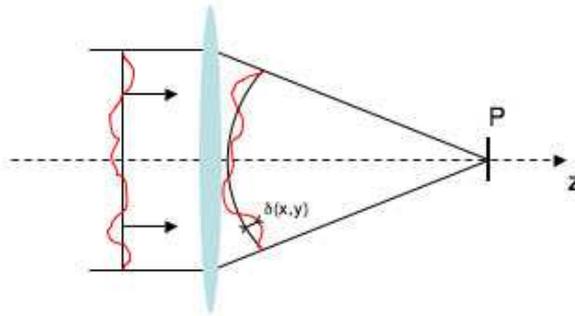


FIG. 4.9 – Focalisation d’un faisceau laser à l’aide d’une optique.

Comme on le sait, la propagation d’une onde lumineuse dont le champ électrique s’exprime comme  $\vec{E}_{(\vec{r},t)} = \vec{A}_{(\vec{r},t)} e^{j\Phi(\vec{r},t)}$  est régie par l’équation de Helmholtz :

$$\nabla^2 \vec{E}_{(\vec{r},t)} + k^2 \vec{E}_{(\vec{r},t)} = 0 \quad (4.4)$$

La forme de la phase de l’onde  $\Phi(x, y)$  après l’optique de focalisation va donc influencer la structure spatiale de la tache focale. Il est donc important de pouvoir quantifier numériquement et classer les types d’aberrations présentes dans le front d’onde. Une manière classique de décomposer le front d’onde aberrant est d’utiliser le développement limité au troisième ordre de l’écart aberrant en fonction des paramètres de *champ* et d’*ouverture* introduits par Seidel [22]. Les aberrations qui peuvent alors être quantifiées sont l’aberration sphérique, la coma, l’astigmatisme, la courbure de champ et la distorsion. Cependant, dans le cas des faisceaux à pupille circulaire, il est très intéressant de décomposer l’écart aberrant sur une base de polynômes orthogonaux appelés Polynômes de Zernike [23]. Dans la suite, c’est cette décomposition que nous allons utiliser.

Chaque polynôme de Zernike correspond à un terme d’aberration indépendant des autres, la connaissance des coefficients correspondants à chaque polynôme permet de quantifier numériquement la contribution de chacun des types d’aberration présents dans le profil de phase mesuré.

Les polynômes de Zernike sont définis sur un cercle unité. Ils peuvent être exprimés en coordonnées polaires  $(r, \theta)$  comme le produit d'une fonction angulaire de  $\theta$  et d'un polynôme radial  $R_n^m(r)$ ,  $n$  étant appelé degré radial et  $m$  fréquence azimutale ( $m \leq n$ , et  $(n - m) = \text{pair}$ ). Ils sont définis par :

$$\begin{aligned} \text{pour } m \neq 0 : \quad Z_{\text{pair } j} &= \sqrt{2(n+1)} R_n^m(r) \cos(m\theta) \\ Z_{\text{impair } j} &= \sqrt{2(n+1)} R_n^m(r) \sin(m\theta) \end{aligned} \quad (4.5)$$

$$\begin{aligned} \text{pour } m = 0 : \quad Z_j &= \sqrt{(n+1)} R_n^0(r) \\ \text{avec : } R_n^m(r) &= \sum_{i=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^i (n-i)!}{i! [(n+m)/2 - i]! [(n-m)/2 - i]!} r^{n-2i} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Le nombre  $j$  est l'ordre associé aux différents modes  $R_n^m(r)$ . Le tableau de la figure 4.1 récapitule la forme des polynômes de Zernike (on se limite aux polynômes d'ordre 3). Le profil de phase associé à chaque mode est représenté sur la figure 4.10.

Degré radial n	Fréquence azimutale m			
	0	1	2	3
0	Piston $Z_1=1$			
1		Tilt en X et Y $Z_2=2r \cos(\theta)$ $Z_3=2r \sin(\theta)$		
2	Défocalisation $Z_4=3\frac{1}{2}(2r^2-1)$		Astigmatisme à 45° et 0° $Z_5=6\frac{1}{2}r^2 \sin(2\theta)$ $Z_6=6\frac{1}{2}r^2 \cos(2\theta)$	
3		Coma à 0° et 90° $Z_7=8\frac{1}{2}(3r^2-2r) \sin(\theta)$ $Z_8=8\frac{1}{2}(3r^2-2r) \cos(\theta)$		Trefoil à 0° et 90° $Z_9=8\frac{1}{2}r^3 \sin(3\theta)$ $Z_{10}=8\frac{1}{2}r^3 \cos(3\theta)$
4	Aberration sphérique du 3 <sup>ieme</sup> ordre $Z_{11}=5\frac{1}{2}(6r^4-6r^2+1)$			

TAB. 4.1 – Polynômes de Zernike (jusqu'au troisième ordre).

Le front d'onde est développé sur cette base de polynômes et à chaque terme d'aberration est attribuée une valeur Peak to Valley (PV) et Root Mean Square (RMS). Il est possible de donner une interprétation simple aux principaux termes d'aberrations :

- Les termes de piston, de tilt en X et Y et de défocalisation, ne sont pas des termes d'aberration du front d'onde en tant que tels. En effet, le terme de piston  $Z_1$  ne change pas la tache focale du faisceau. Les coefficients de tilt en X et Y,  $Z_2$  et  $Z_3$ , changent quant à eux la position de la tache focale. Enfin le coefficient de défocalisation  $Z_4$  influe sur la position longitudinale du foyer. Ces coefficients ne présentent que peu d'intérêt pour l'application que l'on vise dans ce chapitre puisqu'ils n'influent pas

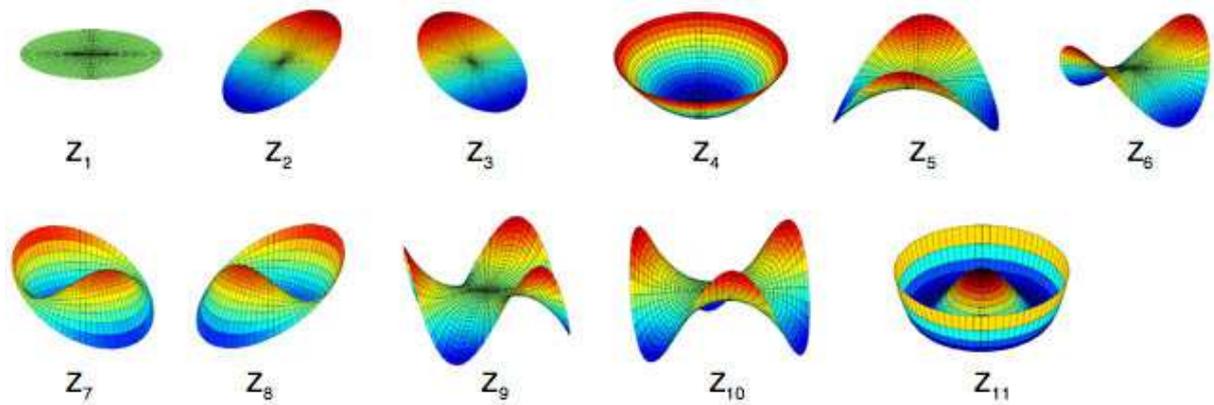


FIG. 4.10 – Représentation graphique des polynômes de Zernike décrits dans le tableau (4.1).

sur la structure transverse du faisceau focalisé.

- Les termes d'astigmatisme  $Z_5$  et  $Z_6$  sont dus au fait que le faisceau n'est pas focalisé de la même manière le long des deux dimensions transverses  $X$  et  $Y$ . Ceci apparaît lorsque l'optique de focalisation n'est pas alignée correctement. Les focales sagittales et tangentielles sont alors différentes et cela conduit à une asymétrie de la tache focale.
- Les termes de Coma  $Z_7$  et  $Z_8$  sont quant à eux responsables du fait que l'image d'un point objet ressemble à une queue de comète, d'où l'appellation coma.
- L'aberration sphérique  $Z_{11}$  se caractérise par le fait que les rayons éloignés et proches de l'axe optique ne se focalisent pas à la même position longitudinale.
- Les ordres plus élevés d'aberration influent de façon notable, mais dans une moindre proportion, la géométrie de la tache focale.

### 4.3.2 Description du montage expérimental

Cette expérience a été réalisée avec la chaîne laser de la salle rouge du laboratoire. Les impulsions issues du laser ont une énergie de 6 mJ, une durée de 40 fs à une cadence de 1 kHz. Le faisceau possède un profil gaussien. Ces impulsions sont envoyées sur un miroir déformable à surface continue de 45 mm de pupille et équipé de 31 actionneurs piezoélectriques (type BIM 31, Cilas). Le miroir déformable permet un contrôle actif du front d'onde. Ce dernier est mesuré à l'aide d'un détecteur de type Shack-Hartmann (type HASO, Imagine Optic). Le détecteur est constitué d'une matrice de  $32 \times 40$  micro-lentilles et est placé dans un plan conjugué au miroir déformable afin de pouvoir optimiser le front d'onde de façon précise. Étant donné que le faisceau issu du laser possède une symétrie circulaire, il est possible de décomposer le front d'onde sur la base des polynômes de Zernike. Un logiciel effectue cette décomposition jusqu'au polynôme  $Z_{33}$ . Après réflexion sur le miroir déformable et passage au travers un télescope, le faisceau laser est focalisé dans la cellule en verre comme le montre la figure 4.11. Cette cellule est remplie de xénon à une pression de 1500 mbar. Le choix du xénon s'explique par le fait qu'il possède la puissance critique la plus basse ( $P_{critique} \approx 0,8$  GW pour  $P_{Xe}=1500$  mbar) de tous les gaz

rare non radiatifs. C'est donc un milieu de propagation de choix afin d'obtenir un grand nombre de filaments avec une énergie limitée. Toutefois, on peut utiliser n'importe quel gaz meilleur marché ou de l'air, si l'énergie du laser est suffisante.

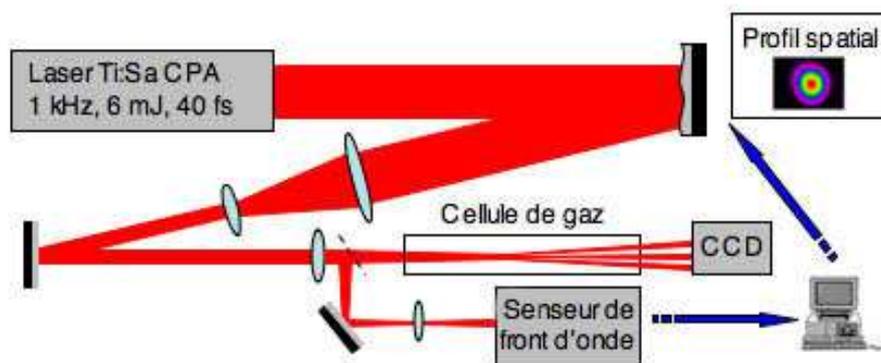


FIG. 4.11 – Schéma du montage expérimental de contrôle de multi-filamentation à l'aide d'un miroir déformable. Le faisceau est envoyé sur un miroir déformable à surface continue de 45 mm de pupille (type BIM 31, Cilas). Le miroir déformable permet un contrôle actif du front d'onde grâce à une interface informatique. Le front d'onde est mesuré à l'aide d'un détecteur de type Shack-Hartmann (type HASO, Imagine Optic). Le détecteur est placé dans un plan conjugué au miroir déformable afin de pouvoir optimiser le front d'onde de façon précise. Après réflexion sur le miroir déformable et passage au travers un télescope, le faisceau laser est focalisé dans une cellule en verre. Cette cellule est remplie de xénon à une pression de 1500 mbar. Une caméra CCD permet d'enregistrer les profils de multi-filamentation obtenus.

### 4.3.3 Résultats expérimentaux

Lors de notre expérience, le profil spatial en intensité du faisceau reste inchangé au niveau du miroir déformable ; l'énergie du faisceau reste également constante ainsi que la pression du gaz dans la cellule. En premier lieu, nous avons optimisé le front d'onde du laser afin qu'il présente le moins d'aberrations possible. Nous avons réussi à obtenir un front d'onde plat à  $0,08\lambda$  RMS. Dans ce cas, la figure de multi-filamentation obtenue s'avère être très instable, ceci n'est pas étonnant étant donné que la puissance du faisceau laser incident  $P_{incidente}=0,15$  TW soit environ 187 fois la puissance critique du xénon à cette pression (figure 4.12).

Afin d'avoir une structure stable de multi-filamentation, nous avons introduit des aberrations dans le front d'onde du laser incident à l'aide du miroir déformable. Ces aberrations influent sur la structure spatiale du faisceau focalisé dans le plan du foyer. Si l'on arrive à créer plusieurs foyers, chacun transportant une puissance voisine de la puissance critique, on peut s'attendre à ce que chacun d'entre eux soit le point de départ d'un filament et que ce filament soit stable. L'introduction des différents termes d'aberrations se fait de façon empirique : une caméra CCD placée à la sortie de la cellule de gaz permet de visualiser l'évolution de la structure transverse de la figure de multi-filamentation et donc de savoir si l'on se rapproche ou non d'un régime stable. L'analyseur de Shack-Hartmann permet de connaître le profil de phase du faisceau et un code de propagation permet de calculer le profil spatial du faisceau à quelques millimètres du foyer géométrique de la lentille de focalisation. Cette procédure nous a permis d'obtenir des régimes de multi-filamentation stables à 1, 2, 3 et 5 filaments comme le montrent les

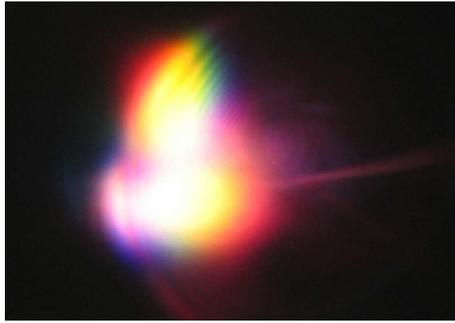


FIG. 4.12 – Structure spatiale transverse de multi-filamentation. L’impulsion initiale possède une énergie de 6 mJ et une durée de 40 fs. Le front d’onde est optimisé afin de présenter le moins d’aberration possible. La pression de xénon est de 1500 mbar. Le temps d’intégration est de 30 ms.

images de la figure 4.13 b). Le processus de filamentation engendré par les spots d’intensités montrés sur la figure 4.13 a) aboutit donc aux figures de filamentation correspondantes en 4.13 b). Les foyers individuels calculés (cerclés en pointillés blancs) ont un diamètres compris entre 100 et 150 microns et la plupart d’entre eux transportent une puissance suffisante pour initier la filamentation.

En fonction du nombre de “points chauds” sur le profil d’intensité, un seul filament stationnaire (i), ou plusieurs filaments avec 2, 3 ou 5 canaux de plasma sont observés (ii-iv). Les structures transverses calculées du faisceau (figure 4.13 a)) et les profils mesurés des filaments (figure 4.13 b)) sont très similaires. Le cas (i), illustre la formation d’un filament unique, généré par le profil de phase exposé sur la figure 4.14.i). Nous avons modifié les valeurs de 3 polynômes de Zernike : celui de la coma à  $90^\circ$  ( $Z_8, 0, 4\lambda$ ), l’astigmatisme à  $0^\circ$  ( $Z_6, 0, 4\lambda$ ) et la défocalisation ( $Z_4, 0, 09\lambda$ ). Dans cette configuration, la majeure partie de l’énergie est déviée hors du foyer principal dans un anneau secondaire. Le spot central transporte suffisamment d’énergie pour initier la propagation non linéaire tandis que l’anneau secondaire, dont l’intensité est plus faible, se propage de façon linéaire sans filamentation. L’énergie du filament est de  $550\mu\text{J}$ . Cette énergie est mesurée à 3 m après la fin de la cellule de gaz, en sélectionnant la partie centrale (lumière blanche) à l’aide d’un iris et permettant ainsi de la séparer du réservoir (radiation IR uniquement).

Une figure bien résolue à deux filaments (figure 4.13 b) ii)) est générée en introduisant de l’astigmatisme à  $45^\circ$  ( $Z_5, 0, 24\lambda$ ) et à  $0^\circ$  ( $Z_6, 0, 1\lambda$ ) au front d’onde optimal (le plus plat). Les filaments 1 et 2 ont une énergie respective de  $490\mu\text{J}$  et  $500\mu\text{J}$ .

Il nous a été aussi possible d’obtenir un régime à trois filaments stables (figure 4.13 b) iii)). Ces filaments semblent s’agencer en anneau autour de l’axe de propagation du faisceau initial. Dans ce cas, le Trefoil à  $90^\circ$  ( $Z_{10}$ ) en combinaison à de l’aberration sphérique du troisième ordre ( $Z_{11}$ ) sont les majeures aberrations introduites conduisant au front d’onde montré sur la figure 4.14 iii). L’énergie mesurée dans le filament 1 (2, 3) est de  $380\mu\text{J}$  ( $470\mu\text{J}$ ,  $490\mu\text{J}$ ).

Les images des filaments ont été enregistrées à l’aide de la caméra CCD placée à 3 mètres après la fin de de la cellule de verre afin de bien discerner la structure transverse. Nous avons utilisé un filtre passe haut en fréquence (type BG39) afin de bloquer la radiation infrarouge contenue dans le réservoir. Ce filtrage

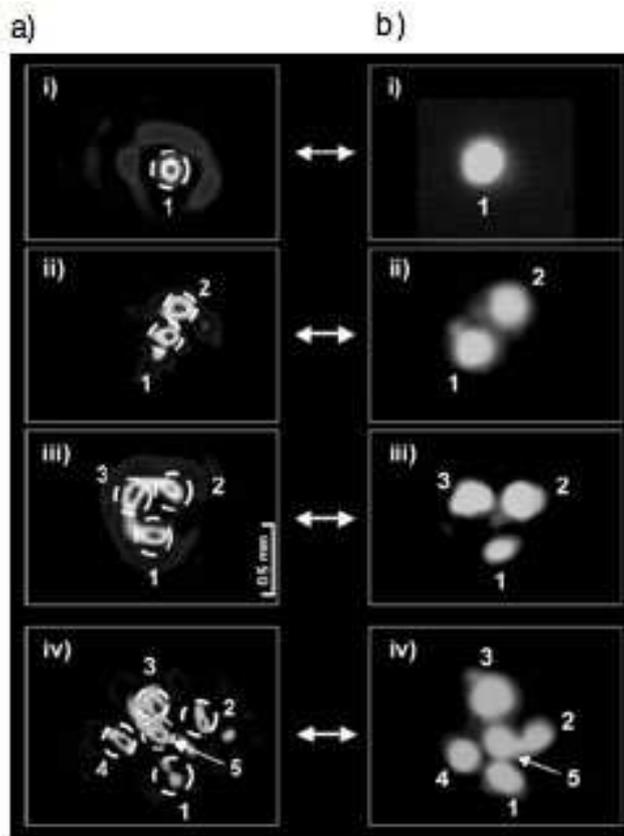


FIG. 4.13 – (a) Profils en intensité du faisceau calculé au voisinage du foyer géométrique de la lentille de focalisation pour différents profils du front d’onde (voir figure 4.14). Les foyers ayant une puissance suffisante pour initier le phénomène de filamentation sont cerclés en pointillés. (b) Structures transverses des filaments stables enregistrés à l’aide de la caméra CCD. Les figures de multi-filamentation (i)-(iv) sont générées par les profils en intensités correspondants en (a). Chaque image a été enregistrée avec un temps d’intégration de 50 ms.

permet d’améliorer le contraste des images en particulier pour les cas (i)-(iii) où la majeure partie de l’énergie du laser incident se trouve dans le réservoir. Le temps d’intégration pour toutes les images est de 50 ms, ce qui correspond à environ 50 tirs consécutifs du laser. La netteté des images présentées sur la figure 4.13 confirme le fait que dans notre expérience, le rôle du bruit dans l’organisation spatiale des filaments est peu significatif. La stabilité spatiale des filaments est excellente puisqu’on n’observe pas de flou de l’image même avec un nombre important de tirs ( $\approx 1000$ ). Il faut également noter que pour un faisceau parfaitement focalisé (i.e., limité par la diffraction) dont le front d’onde est plat, la structure de multi-filamentation observée est totalement floue même pour 50 tirs consécutifs du laser.

En général, le nombre maximal de filaments stables est limité par l’énergie du laser incident et la capacité du miroir déformable à modifier le front d’onde de manière à obtenir des “points chauds” d’intensité dans le plan du foyer géométrique.

Nos conditions expérimentales ainsi que notre procédure itérative d’optimisation du front d’onde, nous ont permis d’avoir au maximum une structure à 5 filaments stables comme le montre la figure 4.13 b) iv). Cette image montre un bel arrangement de 5 filaments individuels initiés par le front d’onde correspondant figure 4.14 iv). Afin d’obtenir la distribution adéquate mais complexe d’énergie dans le plan

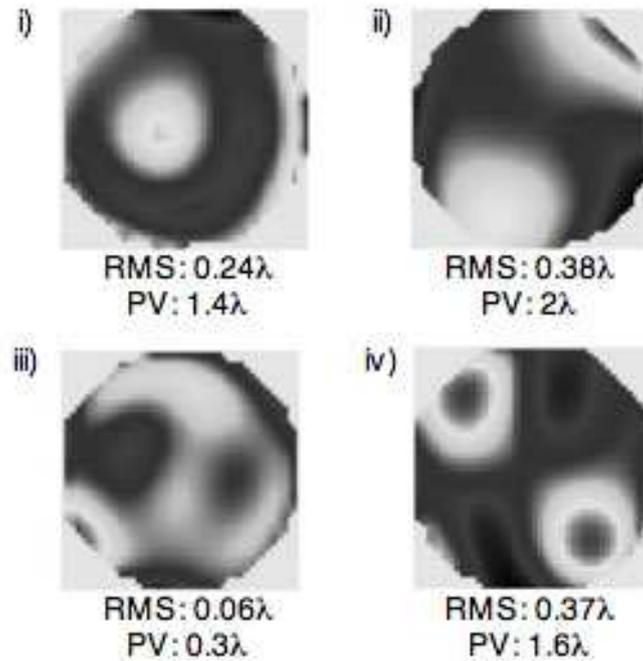


FIG. 4.14 – Profils de phase du faisceau laser après la lentille de focalistaion. Les fronts d’ondes (i)-(iv) sont utilisés pour générer les profils d’intensités correspondants montrés sur la figure 4.13 a)(i)-(iv). Pour chaque front d’onde est indiquée l’écart aberrant Root Mean Square (RMS) et Peak to Valley (PV).

du foyer, le front d’onde a été distordu par de l’astigmatisme à  $45^\circ$  ( $Z_5$ ), de l’astigmatisme du cinquième ordre à  $45^\circ$  ( $Z_{12}$ ) et du tetrafoil du cinquième ordre à  $0^\circ$  ( $Z_{16}, 0, 24\lambda$ ). Les énergies transportées dans chaque filament sont comprises entre  $450\mu\text{J}$  et  $500\mu\text{J}$ . Il faut toutefois admettre que l’obtention d’une figure résolue et stable avec un tel nombre de filaments est difficile avec notre procédure empirique d’ajustement du front d’onde. En effet l’influence des ordres élevés d’aberration est moins intuitive que celle des premiers ordres, de plus il faut agir sur un plus grand nombre de polynômes de Zernike afin d’obtenir le résultat souhaité.

Nous pensons que l’obtention de structures plus sophistiquées de multi-filamentation stables seraient possible avec l’aide d’un algorithme adaptatif qui optimiserait un jeu de polynômes de Zernike.

## 4.4 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence deux techniques expérimentales permettant d’influencer le régime de multi-filamentation. Nous avons montré que l’utilisation d’une polarisation circulaire permettait d’améliorer la stabilité de pointé des filaments générés. De plus, en polarisation circulaire, l’énergie transportée dans chaque filament apparaît être plus élevée d’environ 66% comparé au cas de la polarisation linéaire. D’autre part, nous avons montré que l’utilisation du miroir déformable pour le contrôle dynamique du front d’onde du laser incident est une technique prometteuse pour l’obtention

de figures de multi-filamentation stables. En effet l'introduction d'aberrations dans le profil de phase du faisceau conduit à la création de "points chauds" dans le profil d'intensité au foyer géométrique de l'optique de focalisation. Ces "points chauds" permettant d'initier des filaments indépendants. Outre le fait que ces expériences permettent d'étudier le phénomène de multi-filamentation lui même, elles semblent mettre en lumière des techniques prometteuses et efficaces pour la mise en place d'une source laser ultra-brève au niveau multi-GW à faisceaux multiples.

# Bibliographie

- [1] Bespalov V. I. and Talanov V. I., "Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids", **Zh. Eksper. Teor. Fiz. Pis'ma** 3, No. 11, 471-476, [JETP Lett. 3 307-310] (1966).
- [2] Fibich G., Eisenmann S., Ilan B., Erlich Y., Fraenkel M., Henis Z., Gaeta A. L., Zigler A., "Self-focusing distance of very high power laser pulses", **Opt. Express** Vol. 13 No. 15, p 5897 (2005).
- [3] Méchain G., Couairon A., Franco M., Prade B. and Mysyrowicz A., "Organizing multiple filaments in air", **Phs. Rev. Lett.** Vol. 93 No. 3, 035003 (2004).
- [4] Fibich G., Eisenmann S., Ilan B., Zigler A., "Control of multiple filamentation in air", **Optics Letters** Vol. 29 No. 15, p 1772-1774 (2004).
- [5] Fibich G., Ilan B., "Optical light bullets in a pure Kerr medium", **Optics Letters** Vol. 29 No. 8, p 887-889 (2004).
- [6] Dubietis A., Tamosauskas G., Fibich G., Ilan B., "Multiple filamentation induced by input-beam ellipticity", **Optics Letters** Vol. 29 No. 10, p 1126-1128 (2004).
- [7] Fibich G., Ilan B., "Self-focusing of elliptic beams : an example of the failure of the aberrationless approximation", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 17 No. 10, p 1749-1758 (2000).
- [8] Kandidov V. P., Fedorov V. Y., "Specific features of elliptic beam selffocusing", **Quantum Electronics** Vol. 34 No. 12, p 1163-1168 (2004).
- [9] Grow T. D. and Gaeta A. L., "Dependence of multiple filamentation on beam ellipticity", **Opt. Express** Vol. 13 no. 12, p 4594-4599 (2005).
- [10] Grow T. D. and Gaeta A. L., "Collapse dynamics of super-gaussian beams", **Opt. Express** Vol. 13 no. 12, p 4594-4599 (2005).

- [11] Fibich G., Gavish N., Wang X. P., "New singular solutions of the nonlinear Schrodinger equation", **Physica D** 211 (3-4), p 193-220 (2005).
- [12] Kandidov V. P., Akozbek N., Scalora M., Kosareva O. G., Nyakk A. V., Luo Q., Hosseini S. A., Chin S. L., "Towards a control of multiple filamentation by spatial regularization of a high-power femtosecond laser pulse", **Appl. Phys. B** Vol. 80, p 267-275 (2005).
- [13] Trisorio A., Hauri C. P., "Control and characterization of multiple circularly polarized femtosecond filaments in argon", **Optics Letters** Vol. 32 No. 12, p 1650-1652 (2007).
- [14] Hauri C. P., Gautier J., Trisorio A., Papalazarou E. and Zeitoun P., "Two-dimensional organization of a large number of stationary optical filaments by adaptive wave front control", **Appl. Phys. B** Vol. 90, p 391-398 (2008).
- [15] Iaconis C., Walmsley I. A., "Spectral phase interferometry for direct electric-field reconstruction of ultrashort optical pulses", **Optics Letters** Vol. 23 No. 10, p 792-794 (1998).
- [16] Klarsfeld S., Maquet A., "Circular versus linear polarization in multiphoton ionization", **Phys. Rev. Lett.** Vol. 29, 79 (1972).
- [17] Fibich G., Ilan B., "Multiple filamentation of circularly polarized beams", **Phys. Rev. Lett.** Vol. 89, 01 (2002).
- [18] Kolesik M., Moloney J. V. and Wright E. M., "Polarization dynamics of femtosecond pulses propagating in air", **Phys. Rev. E** Vol.64 046607 (2001).
- [19] Couairon A., Tzortzakis S., Bergé L., Franco M., Prade B. and Mysyrowicz A., "Infrared light filaments : simulations and experiments", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 19 No. 13, p 1117-1131 (2002).
- [20] Hauri C. P., Trisorio A., Merano M., Rey G., Lopez-Martens R., Mourou G., "Generation of high-fidelity, down-chirped sub-10 fs mJ pulses through filamentation for driving relativistic laser-matter interactions at 1 kHz", **Appl. Phys. Lett.** 89 151125 (2006).
- [21] Hauri C. P., Guandalini A., Eckle P., Kornelis W., Biegert J. and Keller U., "Infrared light filaments : simulations and experiments", **Opt. Express** Vol. 13 No. 13, p 7541 (2005).
- [22] Born M. and Wolf E., "Principles of optics", (Cambridge University Press, New York, 1999).

- [23] Wang J. Y. and Silva D. E., "Wave-front interpretation with Zernike polynomials", **Appl. Optics** Vol. 19 No. 9, p 1510-1518 (1980).
- [24] Kasparian J., Rodriguez M., Méjean G., Yu J., Salmon E., Wille H., Bourayou R., Frey S., André Y. B., Mysyrowicz A., Sauerbrey R., Wolf J. P., Wöste L., "White light filaments for atmospheric analysis", **Science** 301 p 61 (2003).

# Conclusion et perspectives

Nous avons effectué une caractérisation complète des performances du système laser commercial. Nous avons validé expérimentalement un système de compression hybride sur ce système CPA installé en salle noire. Ce dispositif de compression composé d'une ligne à prismes et de miroirs chirpés semble être un choix judicieux. En effet, cette solution permet de diminuer les effets non linéaires introduits par le compresseur à prismes. L'énergie des impulsions après compression a pu être portée jusqu'à 1,26 mJ et la durée à mi-hauteur en intensité des impulsions réduite à 24 fs, la puissance crête est alors de 53 GW, soit 1,8 fois plus que le système commercial. Le contraste temporel est tout à fait acceptable et la stabilisation en phase du système a été réalisée tout en restant très proche des performances du système dans sa configuration d'origine.

Nous avons développé et caractérisé une source laser délivrant des impulsions ayant une durée de 22 fs à mi-hauteur en intensité et une énergie de 4 mJ, soit une puissance crête de 181 GW et ce avec un taux de répétition de 1 kHz. Cette source utilise l'oscillateur, le dispositif d'étirement et l'amplificateur du système commercial. A la suite de ce premier étage d'amplification, nous avons ajouté un second amplificateur multi-passages que nous avons développé au laboratoire. Ce second étage d'amplification permet d'atteindre une énergie de 6 mJ pour les impulsions en sortie d'amplificateur. Afin d'effectuer la compression temporelle des impulsions, nous avons utilisé un compresseur hybride composé d'une ligne à prismes et de miroirs chirpés. Ce compresseur, associé à une gestion globale de la phase spectrale grâce d'une part à des calculs préliminaires et d'autre part au dispositif Dazzlerscope (mesure et optimisation de la phase spectrale) ont permis d'obtenir des impulsions presque limitées par transformée de Fourier, attestant ainsi de la qualité de la compression. Le contraste picoseconde ( $10^7$ ) et la stabilité en énergie des impulsions (2,6 % rms) sont tout à fait satisfaisants. Concernant la qualité spatiale du faisceau, le mode n'est pas parfaitement gaussien, toutefois, en champ lointain, le profil d'intensité spatiale est satisfaisant et utilisable. L'objectif initial, qui était le développement et la caractérisation d'une source laser sub-25 fs, multi-mJ à 1 kHz est donc atteint. De plus ce système permet, comme on l'a vu, d'effectuer les travaux nécessaires à la génération d'impulsions de quelques cycles optiques par des techniques non linéaires.

Les perspectives de travail visant à l'amélioration de cette source sont multiples. Tout d'abord, il serait très souhaitable d'étirer un peu plus l'impulsion avant amplification. En effet la durée actuelle de l'impulsion étirée est assez faible (limitée par la quantité de dispersion compensable par la ligne à prismes).

Une impulsion plus longue permettrait de faire baisser la valeur de l'intégrale B, importante sur ce système et conduisant à des modifications non souhaitables des caractéristiques de l'impulsion en sortie de chaîne. La modification du facteur d'étirement impliquerait aussi de repenser la gestion de la dispersion dans la chaîne et le dispositif de compression. Ce dernier doit bien sûr compenser la dispersion mais également permettre la stabilisation de la CEP du système. L'utilisation d'un compresseur à réseaux en transmission est une solution envisagée, en effet, il permettrait de comprimer temporellement les impulsions tout en gardant un système de compression compact. En second lieu, il serait souhaitable de placer des trous de filtrage dans le second amplificateur : cela permettrait de diminuer le niveau d'ASE jusqu'à celui du système commercial. Troisièmement, la qualité spatiale du faisceau reste à améliorer, l'utilisation d'un compresseur à réseaux ou de prismes de meilleure qualité optique permettrait d'y parvenir. Dernier point, mais non le moindre, il reste à effectuer la stabilisation en CEP de la chaîne. Personne n'a encore réalisé cela avec des impulsions de 4 mJ et de durée 22 fs à 1 kHz. Nous pensons que le faible facteur d'étirement utilisé et donc l'utilisation d'un étage de compression peu dispersif (compresseur hybride ou compresseur à réseaux compact) sera un avantage lors de la stabilisation de la CEP du système.

Cette source est actuellement utilisée à ce niveau d'énergie afin de produire des impulsions sub-10 fs à l'aide de techniques non linéaires. Notre choix s'est plutôt porté sur la technique de la fibre creuse. Nous avons réussi à générer des impulsions de 5 fs, et de puissance crête 172 GW à 1 kHz. La technique de la fibre creuse semble permettre de générer des impulsions de quelques cycles de manière robuste. Les principaux avantages de cette méthode sont d'une part que le profil du faisceau issu de la fibre creuse est de grande qualité dû à la sélection modale lors de la propagation dans la fibre. D'autre part, étant donné que la fibre est fixe, on s'attend à une excellente stabilité de pointé du faisceau. Afin d'obtenir des impulsions plus énergétiques en sortie de fibre, des essais sont en cours avec une fibre de diamètre 400  $\mu\text{m}$ . Cela devrait permettre d'injecter la quasi totalité des 4 mJ issus de la chaîne tout en évitant l'ionisation du gaz. Nous espérons obtenir des impulsions dont l'énergie est d'environ 2 mJ, avec une durée de 5 fs soit une puissance crête de 0,5 TW avec un taux de répétition de 1 kHz. La technique de l'auto-compression par filamentation semble être une alternative moins adaptée, principalement à cause de la limitation plus basse en énergie des impulsions et à l'inhomogénéité de la durée de l'impulsion sur la section transverse du faisceau. Toutefois, le régime d'auto-compression peut être intéressant pour des applications ne nécessitant que des impulsions de faible énergie.

Nous avons également réalisé des travaux exploratoires et mis en évidence deux techniques expérimentales permettant d'influencer le régime de multi-filamentation. D'une part l'utilisation d'une polarisation circulaire pour l'impulsion initiant la multi-filamentation. Cela permet d'augmenter l'énergie et la stabilité de pointé des impulsions issues des filaments générés. D'autre part, nous avons montré que l'utilisation du miroir déformable pour le contrôle dynamique du front d'onde du laser incident est une technique prometteuse pour l'obtention de figures de multi-filamentation stables. Outre le fait que ces expériences permettent d'étudier le phénomène de multi-filamentation lui même, elles semblent mettre en lumière des techniques prometteuses et efficaces pour la mise en place d'une source laser ultra-brève au niveau multi-GW à faisceaux multiples.

En ce qui concerne les perspectives de développement impliquant le système CPA, le développement d'une source double CPA avec filtrage non linéaire XPW est à l'étude. L'impulsion issue du premier étage d'amplification commercial sera comprimée temporellement puis envoyée dans un filtre XPW. Ce filtrage permettra d'une part d'améliorer le contraste mais également d'élargir le spectre de l'impulsion filtrée. Cette impulsion sera ensuite étirée puis injectée dans le second étage d'amplification que nous avons développé. Après compression, nous espérons obtenir des impulsions sub-15 fs, multi-mJ à 1 kHz et dont le niveau de contraste est de  $10^{10}$ .



FIG. 1 – En haut : installation des tables optiques en salle noire le 11 Octobre 2006. Au fond on peut voir l'enceinte destinée aux expériences de génération d'harmoniques d'ordre élevé sur cible solide. En bas : la salle noire le 1 Septembre 2008.

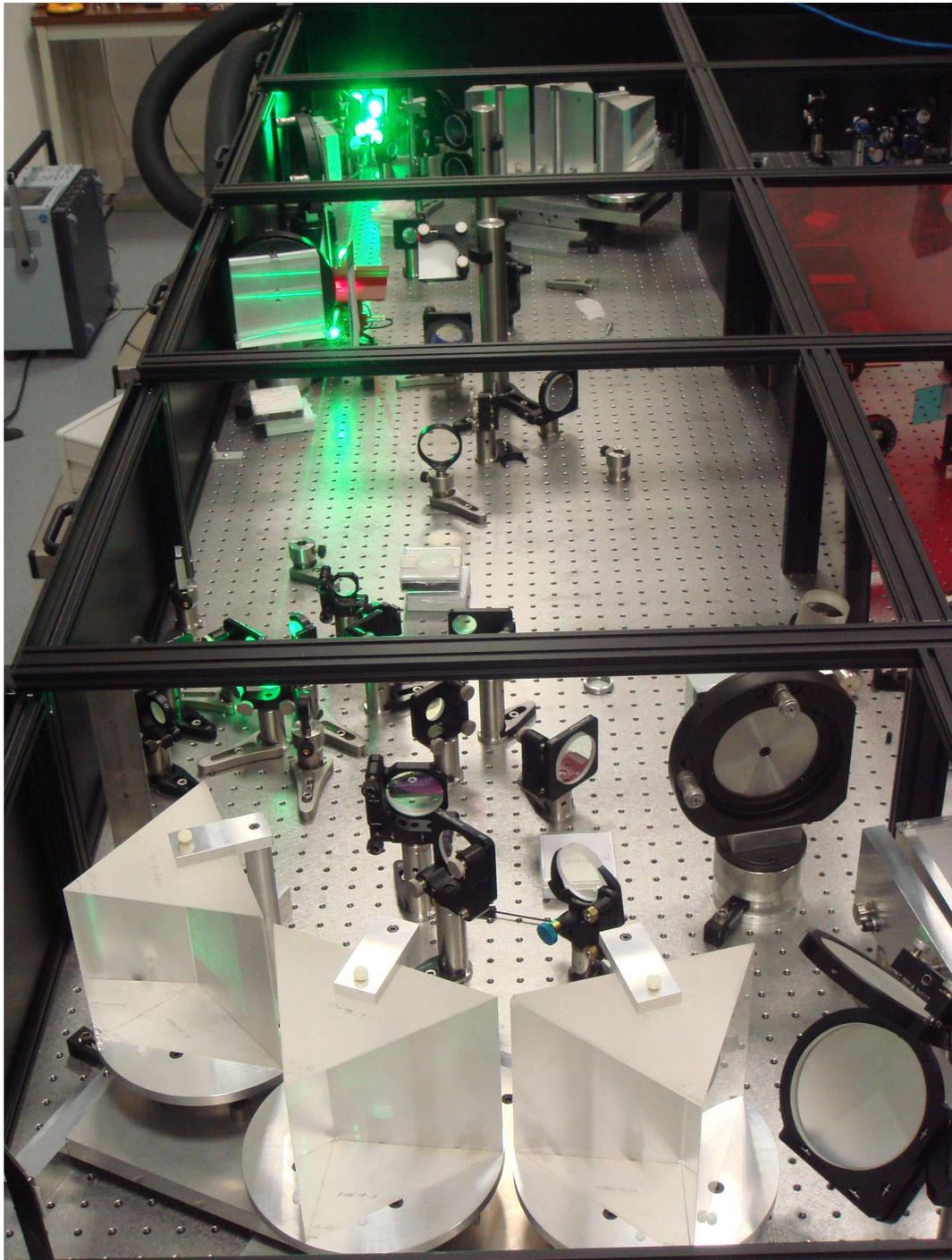


FIG. 2 – Vue du second étage d'amplification et du compresseur à prismes développés au laboratoire.

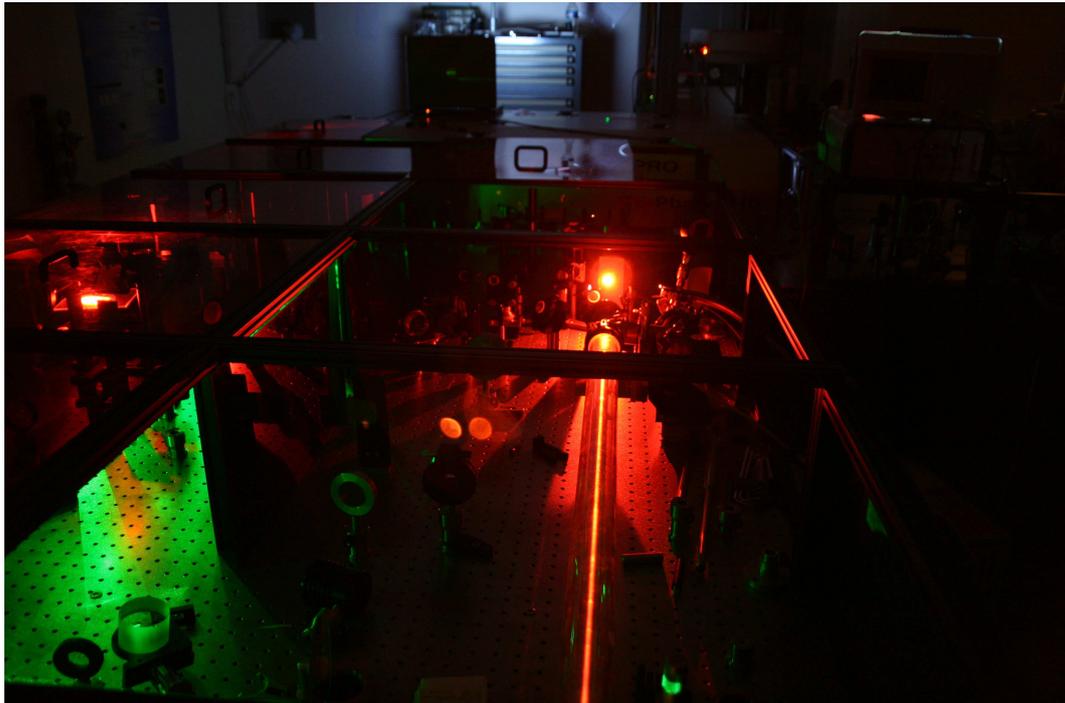


FIG. 3 – Vue du dispositif expérimental de génération d'impulsion de 5 fs grâce à la technique de la fibre creuse. La fibre est disposée sur un support placé dans un tube en verre rempli de gaz d'argon. En sortie de fibre, le faisceau (dont on peut voir le profil sur la surface du bloqueur) est ensuite dirigé vers un jeu de miroirs chirpés permettant d'effectuer la compression temporelle des impulsions.

## Annexe A

# Calcul du gain petit signal 1D

Le calcul du gain lors de l'amplification nécessite de connaître le gain petit signal  $G_0(\omega)$  créée dans le cristal de Titane : saphir par l'absorption de l'énergie du laser de pompe.

Pour le calcul du gain petit signal 1D, l'inversion de population est considérée comme uniforme en  $x$ ,  $y$  et  $z$ . La surface du faisceau réel est remplacée par une surface circulaire équivalente dont l'intensité est uniforme.

Le gain petit signal  $G_0$  s'écrit comme :

$$G_0 = \exp\left(\frac{J_{sto}(\omega)}{J_{sat}(\omega)}\right) \quad (\text{A.1})$$

$J_{sto}(\omega)$  est la densité d'énergie stockée dans le milieu. Elle correspond au nombre d'ions excités par unité de surface et susceptibles de fournir une énergie  $\hbar\omega$  au faisceau infra-rouge injecté.

Un photon du laser de pompe absorbé dont l'énergie est  $\hbar\omega_p$ , peut être suivi soit d'une transition radiative et donc permet de stocker une énergie  $\hbar\omega_L$  dans le milieu, soit une transition non radiative. Afin de quantifier les transitions non radiatives, nous introduisons le rendement de couplage  $\eta_c$ . Ce terme représente le pourcentage des ions qui participent à la transition radiative. Les autres ions se désexcitent de manière non radiative sous forme de phonons. La valeur du rendement de couplage dépend de la température  $T$  [1] est donnée par :

$$\eta_c(T) = \frac{T_1(T)}{T_{1rad}} \quad (\text{A.2})$$

$T_1$  est le temps de vie du niveau 2 (niveau supérieur de la transition radiative) des ions Titane.  $T_{1rad}$  est la valeur qu'aurait ce temps de vie si la transition était purement radiative, ce qui se produit à très basse température. Dans ce cas, la valeur mesurée est  $3,87\mu\text{s}$  [1]. Le temps de vie dépend de la température selon la relation [2] :

$$T_1(T) = \left[ \frac{1}{T_{1rad}} + \frac{1}{T_{nr}} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \right]^{-1} \quad (\text{A.3})$$

où  $\Delta E = 1794 \text{ cm}^{-1}$ ,  $T_{nr} = 2,93 \text{ ns}$  (temps de vie non radiatif) et  $T_{1rad} = 3,87\mu\text{s}$ .

En tenant compte des effets non radiatifs, la fluence stockée dans le milieu est donnée par la relation :

$$J_{sto}(\omega) = J_{abs} \left( \frac{\hbar\omega_L}{\hbar\omega_p} \right) \eta_c \quad (\text{A.4})$$

Nous appelons le défaut quantique  $\eta_q$  le rapport entre les longueur d'onde de pompe et du laser infra-rouge ( $\eta_q = \lambda_p/\lambda_L$ ). La fluence absorbée s'écrit comme le produit de la fluence du laser de pompe par un facteur d'absorption A. La fluence stockée s'exprime alors comme :

$$J_{sto}(\omega) = AJ_p\eta_c\eta_q \quad (\text{A.5})$$

Cette formule permet de calculer le gain petit signal en fonction de valeurs expérimentales : la fluence du laser de pompe  $J_p$ , le coefficient d'absorption A du laser de pompe par le cristal.

# Bibliographie

- [1] Byvik C. E. and Buoncristiani A. M., "Analysis of vibronic transitions in titanium doped sapphire using the temperature of fluorescence spectra", **IEEE J. of Quant. Elect.** Vol. 21 No. 10, p 1619-1624 (1985).
- [2] Ferré S., "Caractérisation expérimentale et simulations des effets thermiques d'une chaîne laser ultra-intense base de saphir dopé au titane", Thèse de doctorat de l'École Polytechnique (2002).

## Annexe B

# Théorème permettant le calcul de chemin optique pour une paire de prismes

Le calcul du chemin optique d'un rayon ayant un angle  $\beta(\lambda)$  par rapport au rayon correspondant à la longueur d'onde de référence peut être réalisé en raisonnant sur la figure suivante :

Sur cette figure, le segment CB représente le rayon correspondant à la longueur d'onde de référence et passant par les sommets des prismes 1 et 2. Nous cherchons à calculer le chemin optique du rayon représenté par le segment CDE. Le chemin optique AB est égal à CDE puisque AC et BE sont deux fronts d'ondes possibles. Le chemin CJ est égal et parallèle à AB par construction, donc égal aussi à CDE. On en déduit que le chemin optique correspondant à CDE est donné par :

$$P(\lambda) = L \cos(\beta(\lambda)) \quad (\text{B.1})$$

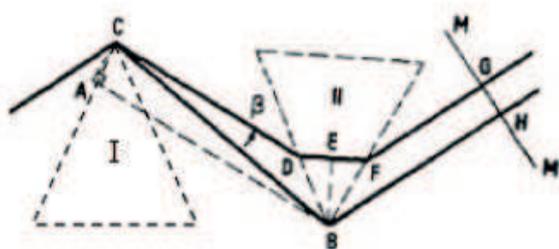


FIG. B.1 – Schéma représentant une paire de prismes.

Les chemins optiques EFG et BH sont égaux puisque BE et GH sont deux fronts d'onde possibles et puisque FG et BH sont parallèles. Les rayons FG et BH et incident sont parallèles entre eux puisque les prismes sont utilisés dans la configuration du minimum de déviation.

## Annexe C

# Phase spectrale et dispersion de vitesse de groupe introduite par un compresseur à prismes

Cette annexe décrit d'abord le principe de fonctionnement d'un compresseur à prismes. Dans une seconde partie, nous donnerons les expressions littérales de la phase spectrale et de la dispersion de vitesse de groupe (GDD) pour un système comprenant deux, quatre ou six prismes. Enfin nous ferons une étude de paramètres.

Les systèmes à prismes possèdent certains avantages par rapport aux compresseurs à réseaux, principalement des pertes faibles et un alignement plus facile. De nombreux systèmes tirant parti de ces avantages ont été réalisés [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8] et délivrent des impulsions de durée de l'ordre de 30 fs, d'énergie de l'ordre du mJ à des cadences de l'ordre du KHz. L'utilisation d'une paire de prismes pour comprimer temporellement des impulsions n'est pas nouvelle, de nombreux auteurs ont donné les expressions de la dispersion d'ordre deux négative introduite par une paire [9, 10, 11, 12] ou même une séquence arbitraire de prismes [13]. Toutefois, ces expressions ne permettent de calculer la dispersion d'ordre deux qu'à une longueur d'onde centrale et, point important, ne tiennent pas compte de la dispersion introduite par la traversée du matériau constituant les prismes. Or les impulsions ayant une durée de plus en plus courte, il devient intéressant de connaître la dispersion sur une large bande spectrale. Un seul auteur à notre connaissance a réalisé un calcul exact de cette dispersion pour un système à quatre prismes [6]. Dans le paragraphe qui suit, nous nous attacherons à calculer les expressions littérales exactes de la phase spectrale et de la dispersion de vitesse de groupe pour un système comprenant deux, quatre ou six prismes et ce en prenant en compte la traversée du matériau constituant les prismes. La seule approximation est que la taille du faisceau soit ponctuelle.

La phase spectrale lors de la propagation d'une impulsion au travers d'un système optique s'écrit :

$$\Phi(\omega) = \frac{2\pi}{\lambda} \sum_j n_j(\lambda) L_j = \frac{2\pi}{\lambda} P(\lambda) \quad (\text{C.1})$$

où  $P(\lambda)$  est le chemin optique total. Calculons la dispersion de vitesse de groupe correspondante :

$$\frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} = \frac{d}{d\lambda} \left[ \frac{2\pi}{\lambda} P(\lambda) \right] \frac{d\lambda}{d\omega} \quad (C.2)$$

Si on tient compte du fait que :  $\frac{d\lambda}{d\omega} = \frac{-\lambda^2}{2\pi c}$ , il vient :

$$\frac{d\Phi(\omega)}{d\omega} = \frac{-1}{c} \left[ \lambda \frac{dP(\lambda)}{d\lambda} - P(\lambda) \right] \quad (C.3)$$

Après une seconde dérivation et en tenant compte de (C.3), la dispersion de vitesse de groupe peut s'exprimer comme :

$$\frac{d^2\Phi(\omega)}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2P(\lambda)}{d\lambda^2} \quad (C.4)$$

L'évaluation des expressions (C.1) et (C.5) nécessitent de calculer le chemin optique  $P(\lambda)$ , c'est ce que l'on se propose de faire dans la suite.

Un compresseur à six prismes est représenté sur la figure C.1. Si on veut un système à deux ou quatre prismes, il suffit de retirer à chaque fois un prisme dans chaque groupe et d'en tenir compte lors des calculs comme on va le voir. Sur le schéma, tous les prismes sont isocèles et possèdent le même angle au sommet  $\alpha$ . La longueur d'onde de référence (ou longueur d'onde centrale) est notée  $\lambda_0$ . Les angles  $\theta_j$  et  $\phi_j$  sont respectivement les angles d'incidence et de réfraction aux (j) interfaces air/prisme. On prend deux plans de référence P et P' pour le calcul de la phase spectrale. Le plus souvent, pour des raisons de facilité d'utilisation, l'angle d'incidence  $\theta_1$  est calculé de façon à ce qu'il corresponde à la condition du minimum de déviation du prisme à la longueur d'onde centrale. La valeur de  $\theta_1$  est alors donnée par :

$$\theta_1 = \arcsin \left( n(\lambda_0) \sin \left( \frac{\alpha}{2} \right) \right) \quad (C.5)$$

Si en plus, on veut travailler à l'angle de Brewster afin de minimiser les pertes par réflexion, on doit avoir :

$$\theta_1 = \arctan \left( n(\lambda_0) \right) \quad (C.6)$$

L'intersection des conditions (C.5) et (C.6) fixe alors  $\theta_1$  et  $\alpha$ . Lorsque le rayon à  $\lambda_0$  passe par les points A, B, C, D, E, F, G et H, le système est dit dans la configuration de l'arrangement principal. On définit alors deux axes : O et O' perpendiculaires aux rayons CD et EF respectivement et donc parallèles. On définit également deux axes S et S', parallèles à O et O' et passant par le sommet des deux prismes intérieurs du système. La distance d est la distance perpendiculaire entre S et S'. Lorsque les groupes de prismes sont translatés le long des axes O et O', la distance d ne change pas. Le chemin optique entre les plans P et P' peut s'écrire (en utilisant le théorème donné en annexe) :

$$P(\lambda) = AB + \sum_{i=1}^{n-1} L_i \cos \left( \beta_i(\lambda) \right) + GH \quad (C.7)$$

où n est le nombre total de prismes.

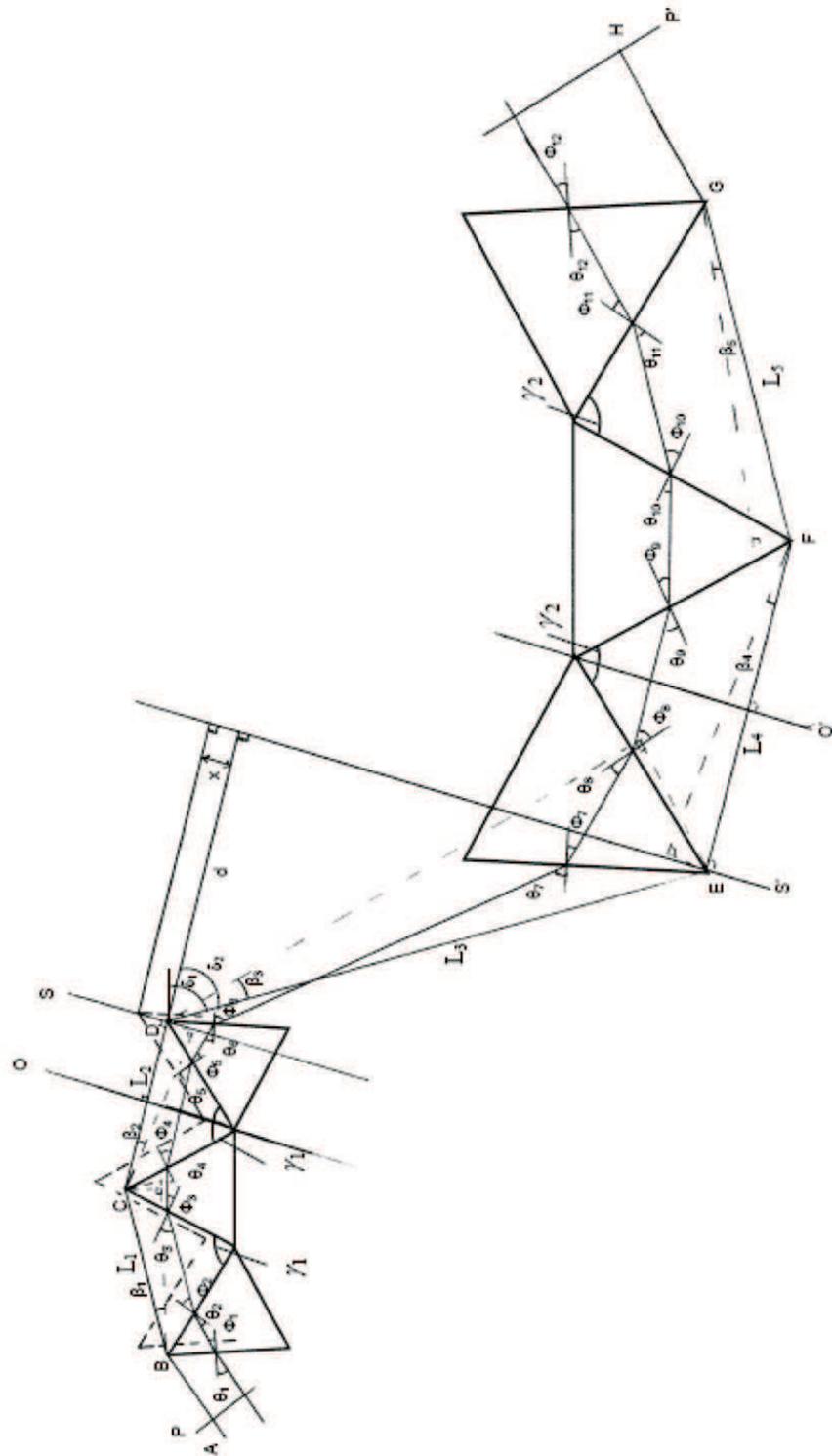


FIG. C.1 – Schéma descriptif d'un compresseur à six prismes.

Les angles  $\beta_i$  sont définis comme suit :

$$\beta_i = \begin{cases} \delta_1 - \phi_n(\lambda) & \text{si } i = \frac{n}{2} \\ \phi_{2i}(\lambda) - \theta_{2i-1} & \text{si } i < \frac{n}{2} \\ -\phi_{2i+2}(\lambda) + \theta_{2i+1} & \text{si } i > \frac{n}{2} \end{cases}$$

Si on dérive deux fois l'expression (C.7) et que l'on tient compte des relations sur les angles  $\beta_i$ , on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P(\lambda)}{d^2 \lambda} &= \sum_{i=1}^{\frac{n}{2}-1} L_i \left( -\frac{d^2 \phi_{2i}(\lambda)}{d\lambda^2} \sin(\beta_i(\lambda)) - \left( \frac{d\phi_{2i}(\lambda)}{d\lambda} \right)^2 \cos(\beta_i(\lambda)) \right) \\ &+ L_{\frac{n}{2}} \left( -\frac{d^2 \phi_n(\lambda)}{d\lambda^2} \sin(\beta_{\frac{n}{2}}(\lambda)) - \left( \frac{d\phi_n(\lambda)}{d\lambda} \right)^2 \cos(\beta_{\frac{n}{2}}(\lambda)) \right) \\ &+ \sum_{i=\frac{n}{2}+1}^{n-1} L_i \left( -\frac{d^2 \theta_{2i+1}(\lambda)}{d\lambda^2} \sin(\beta_i(\lambda)) - \left( \frac{d\theta_{2i+1}(\lambda)}{d\lambda} \right)^2 \cos(\beta_i(\lambda)) \right) \end{aligned} \quad (C.8)$$

Lorsque la condition du minimum de déviation est vérifiée, on a en plus de (C.6) les relations suivantes :

$$\theta_1 = \phi_{2n} \quad (C.9)$$

$$\gamma_1 = \gamma_2 = 2\theta_1 \quad (C.10)$$

$$\delta_1 = \delta_2 + \alpha - \theta_1 \quad (C.11)$$

On a également :

$$\alpha = \phi_1(\lambda) + \theta_2(\lambda) = \phi_3(\lambda) + \theta_4(\lambda) = \phi_5(\lambda) + \theta_6(\lambda) = \phi_7(\lambda) + \theta_8(\lambda) = \phi_9(\lambda) + \theta_{10}(\lambda) = \phi_{11}(\lambda) + \theta_{12}(\lambda) \quad (C.12)$$

ce qui implique que :

$$\phi_{2i} = \theta_{2n-2i} \quad (C.13)$$

et donc on en déduit que :

$$\beta_i(\lambda) = \beta_{n-i}(\lambda) \quad (C.14)$$

En tenant compte de (C.14) et du fait que les distances  $L_i$  sont égales pour un groupe de prismes donné, l'expression (C.8) devient :

$$\begin{aligned} \frac{d^2 P(\lambda)}{d^2 \lambda} &= (L_{\text{groupe1}} + L_{\text{groupe2}}) \sum_{i=1}^{\frac{n}{2}-1} \left( -\frac{d^2 \phi_{2i}(\lambda)}{d\lambda^2} \sin(\theta_{2i-1}(\lambda) - \phi_{2i}(\lambda)) - \left( \frac{d\phi_{2i}(\lambda)}{d\lambda} \right)^2 \cos(\theta_{2i-1}(\lambda) - \phi_{2i}(\lambda)) \right) \\ &+ L_{\text{centre}} \left( -\frac{d^2 \phi_n(\lambda)}{d\lambda^2} \sin(\delta_1 - \phi_n(\lambda)) - \left( \frac{d\phi_n(\lambda)}{d\lambda} \right)^2 \cos(\delta_1 - \phi_n(\lambda)) \right) \end{aligned} \quad (C.15)$$

L'expression (C.15) montre que la dérivée seconde du chemin optique et donc la dispersion de vitesse de groupe varie linéairement en fonction des distances  $L$  entre les sommets des prismes. Il convient donc de calculer les expressions des angles  $\phi_j(\lambda)$  ainsi que leurs dérivées. En tenant compte de (C.12) et en utilisant la loi de Descartes, on trouve que :

$$\phi_j(\lambda) = \begin{cases} \arcsin \left( n(\lambda) \sin(\alpha - \phi_1(\lambda)) \right), \text{ si } j = 2 \\ \arcsin \left( n(\lambda) \sin(\alpha - \Gamma_j(\lambda)) \right) \text{ avec } : \Gamma_j(\lambda) = \arcsin \left( \frac{\sin(\gamma_1 - \phi_{j-2}(\lambda))}{n(\lambda)} \right), \text{ sinon} \end{cases}$$

On pose :

$$\Theta_j(\lambda) = \begin{cases} \alpha - \phi_1(\lambda) & , \text{ si } j = 2 \\ \alpha - \Gamma_j(\lambda) & , \text{ sinon} \end{cases}$$

Il vient :

$$\phi_j(\lambda) = \arcsin \left( n(\lambda) \sin(\Theta_j(\lambda)) \right) \quad (\text{C.16})$$

Si on calcule la dérivée de l'expression (C.16), il vient :

$$\frac{d\phi_j(\lambda)}{d\lambda} = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{1-n^2(\lambda)\sin^2(\Theta_2(\lambda))}} \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \left( \sin(\Theta_2(\lambda)) + \frac{\sin(\theta_1)\cos(\Theta_2(\lambda))}{n(\lambda)\sqrt{1-\frac{\sin^2(\theta_1)}{n^2(\lambda)}}} \right), & \text{ si } j = 2 \\ \frac{1}{\sqrt{1-n^2(\lambda)\sin^2(\Theta_j(\lambda))}} \left( \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \left( \sin(\Theta_j(\lambda)) + \frac{\sin(\Gamma_j(\lambda))\cos(\Theta_j(\lambda))}{n(\lambda)\sqrt{1-\frac{\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}{n^2(\lambda)}}} \right) + \cos(\Gamma_j(\lambda)) \frac{\cos(\Theta_j(\lambda))}{\sqrt{1-\frac{\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}{n^2(\lambda)}}} \frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda} \right), & \text{ sinon} \end{cases}$$

Des équations (C.16), on peut obtenir après quelques calculs, les expressions littérales des dérivées d'ordre deux donnée par (C.17) et (C.18) ci-après.

Si  $j = 2$ , on a :

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi_2(\lambda)}{d\lambda^2} &= \frac{1}{\sqrt{1-n^2(\lambda)\sin^2(\Theta_2(\lambda))}} \left[ \frac{d^2n(\lambda)}{d\lambda^2} \sin(\Theta_2(\lambda)) + \left( \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \right)^2 \frac{\sin(\theta_1)\cos(\Theta_2(\lambda))}{\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2(\theta_1)}} \right. \\ &+ \sin(\theta_1) \left[ \frac{d^2n(\lambda)}{d\lambda^2} \frac{\cos(\Theta_2(\lambda))}{\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2(\theta_1)}} - \left( \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \right)^2 \left( \frac{\sin(\theta_1)\sin(\Theta_2(\lambda))}{n^2(\lambda) - \sin^2(\theta_1)} + \frac{n(\lambda)\cos(\Theta_2(\lambda))}{(n^2(\lambda) - \sin^2(\theta_1))^{\frac{3}{2}}} \right) \right] \\ &+ \frac{d\phi_2(\lambda)}{d\lambda} \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \frac{n(\lambda)\sin(\Theta_2(\lambda))}{1-n^2(\lambda)\sin^2(\Theta_2(\lambda))} \left[ \sin(\Theta_2(\lambda)) + \frac{n(\lambda)\cos(\Theta_2(\lambda))\sin(\theta_1)}{\sqrt{n^2(\lambda) - \sin^2(\theta_1)}} \right] \end{aligned} \quad (\text{C.17})$$

Si  $j \neq 2$ , l'expression est donnée par :

$$\begin{aligned}
\frac{d^2\phi_j(\lambda)}{d\lambda^2} &= \frac{1}{\sqrt{1-n^2(\lambda)\sin^2(\Theta_j(\lambda))}} \left[ \frac{d^2n(\lambda)}{d\lambda^2} \sin(\Theta_j(\lambda)) + \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \cos(\Theta_j(\lambda)) \left( \frac{n(\lambda)\cos(\Gamma_j(\lambda))\frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda} + \sin(\Gamma_j(\lambda))\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}}{\sqrt{n^2(\lambda)-\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}} \right) \right. \\
&+ \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \left[ \frac{-\cos(\Gamma_j(\lambda))\frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda} \cos(\Theta_j(\lambda))}{\sqrt{n^2(\lambda)-\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}} - \sin(\Gamma_j(\lambda)) \left( \frac{n(\lambda)\cos(\Gamma_j(\lambda))\frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda} + \sin(\Gamma_j(\lambda))\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}}{\sqrt{n^2(\lambda)-\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}} \sin(\Theta_j(\lambda)) \right. \right. \\
&+ \left. \left. \frac{\cos(\Theta_j(\lambda)) \left( n(\lambda)\frac{dn(\lambda)}{d\lambda} + \frac{\sin(2\Gamma_j(\lambda))}{2} \frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda} \right)}{(n^2(\lambda)-\sin^2(\Gamma_j(\lambda)))^{\frac{3}{2}}} \right) \right] + \frac{d^2n(\lambda)}{d\lambda^2} \frac{\sin(\Gamma_j(\lambda))\cos(\Theta_j(\lambda))}{\sqrt{n^2(\lambda)-\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}} \\
&+ \frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda} \left[ \frac{\cos(\Theta_j(\lambda))\sin(\Gamma_j(\lambda))\frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda}}{\sqrt{1-\frac{\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}{n^2(\lambda)}}} - \cos(\Gamma_j(\lambda)) \left( \frac{n(\lambda)\cos(\Gamma_j(\lambda))\frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda} + \sin(\Gamma_j(\lambda))\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}}{\sqrt{1-\frac{\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}{n^2(\lambda)}}} \frac{\sin(\Theta_j(\lambda))}{\sqrt{n^2(\lambda)-\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}} \right. \right. \\
&+ \left. \left. \frac{n^2(\lambda)\frac{\sin(2\Gamma_j(\lambda))}{2} \frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda} + n(\lambda)\sin^2(\Gamma_j(\lambda))\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}}{n^4(\lambda)\left(1-\frac{\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}{n^2(\lambda)}\right)^{\frac{3}{2}}} \right) \right] + \frac{d^2\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda^2} \frac{\cos(\Gamma_j(\lambda))\cos(\Theta_j(\lambda))}{\sqrt{1-\frac{\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}{n^2(\lambda)}}} \\
&+ \frac{d\phi_j(\lambda)}{d\lambda} \frac{n(\lambda)\sin(\Theta_j(\lambda))}{1-n^2(\lambda)\sin^2(\Theta_j(\lambda))} \left[ \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \sin(\Theta_j(\lambda)) + n(\lambda)\cos(\Theta_j(\lambda)) \left( \frac{n(\lambda)\cos(\Gamma_j(\lambda))\frac{d\phi_{j-2}(\lambda)}{d\lambda} + \sin(\Gamma_j(\lambda))\frac{dn(\lambda)}{d\lambda}}{\sqrt{n^2(\lambda)-\sin^2(\Gamma_j(\lambda))}} \right) \right] \quad (C.18)
\end{aligned}$$

En reportant les expressions (C.17) et (C.18) dans (C.15) et en utilisant (C.4), on obtient une expression analytique de la dispersion de vitesse de groupe introduite par le système de prismes en fonction de la longueur d'onde et ce sans aucune approximation (sauf celle d'un faisceau ponctuel). A partir de ces expressions, on peut calculer analytiquement ou numériquement, les ordres de dispersions supérieurs. L'expression ainsi obtenue prend en compte la dispersion introduite par la traversée du matériau constituant les prismes. En effet, si dans la configuration de l'arrangement principal (où le faisceau considéré comme ponctuel passe par le sommet de chacun des prismes), il n'y a aucune contribution à la dispersion due au matériau, cette configuration n'est pas utilisable en pratique : il est nécessaire de translater les prismes le long des axes O et O' pour deux raisons. D'une part, le faisceau possède une extension spatiale, il doit donc être placé à une certaine distance du sommet du prisme. D'autre part, dans la configuration de l'arrangement principal, la longueur d'onde la plus longue est dispersée en dehors des prismes deux et trois par le prisme un et celle qui est la plus courte en dehors du prisme quatre par les trois premiers prismes. Or il faut que tout le spectre de l'impulsion d'entrée intercepte les faces d'entrée des prismes suivants. Le déplacement des trois premiers prismes détermine la longueur d'onde la plus longue traversant le système et celui des trois derniers la longueur d'onde la plus courte. La valeur de l'insertion  $x$ , est donc déterminée par les bornes du spectre d'entrée et par le diamètre du faisceau. Son expression est donnée par :

$$x = x_{\text{faisceau}} + x_{\text{spectre}} \quad (C.19)$$

Avec pour la partie due au faisceau :

$$x_{\text{faisceau}} = \begin{cases} \left( \frac{R_{\text{faisceau}}}{\cos(\theta_1)} + T \right) \cos(\theta_1) \cos(2\theta_1 - \alpha) & , \text{ pour 2 ou 4 prismes} \\ \left( \frac{R_{\text{faisceau}}}{\cos(\theta_1)} + T \right) \cos(\theta_1) \cos^2(2\theta_1 - \alpha) & , \text{ pour 6 prismes.} \end{cases}$$

où  $R_{\text{faisceau}}$  est le rayon du faisceau et  $T$  la distance entre le centre du faisceau et l'arrête du prisme.

Pour la contribution due à la largeur du spectre :

$$x_{spectre} = \begin{cases} d. \left[ \tan \left( \phi_2(\lambda_{min}) - \phi_2(\lambda_{centre}) + 2\theta_1 - \alpha \right) - \tan \left( 2\theta_1 - \alpha \right) \right], \text{ pour 2 prismes} \\ L_{groupe1}. \tan \left[ \phi_2(\lambda_{centre}) - \phi_2(\lambda_{max}) \right] \\ + d. \left[ \tan \left( \phi_4(\lambda_{min}) - \phi_4(\lambda_{centre}) + 2\theta_1 - \alpha \right) - \tan \left( 2\theta_1 - \alpha \right) \right], \text{ pour 4 prismes} \\ L_{groupe1}. \left[ \frac{\sin \left( \phi_2(\lambda_{centre}) - \phi_2(\lambda_{max}) \right)}{\sin \left( \frac{\pi}{2} + \alpha - 2\theta_1 - \phi_2(\lambda_{max}) + \phi_2(\lambda_{centre}) \right)} + \tan \left[ \phi_4(\lambda_{max}) - 2\theta_1 + \alpha \right] \right] \\ + d. \left[ \tan \left( \phi_6(\lambda_{min}) - \phi_6(\lambda_{centre}) + 2\theta_1 - \alpha \right) - \tan \left( 2\theta_1 - \alpha \right) \right], \text{ pour 6 prismes.} \end{cases}$$

où  $\lambda_{min}, \lambda_{centre}, \lambda_{max}$  sont respectivement les longueurs d'onde minimale, centrale et maximale du spectre d'entrée.

Les expressions de l'angle  $\delta_2$  et de la longueur  $L_{centre}$ , dépendantes toutes deux de l'insertion des prismes sont :

$$\delta_2 = \arctan \left[ \frac{d \cdot \tan(2\theta_1 - \alpha) + x}{d} \right] \quad (C.20)$$

$$L_{centre} = \sqrt{d^2 + \left( d \cdot \tan(2\theta_1 - \alpha) + x \right)^2} \quad (C.21)$$

Avec toutes ces expressions, nous sommes donc en mesure de calculer de manière exacte la phase spectrale et la dispersion de vitesse de groupe introduites par un système composé de prismes.

# Bibliographie

- [1] Spielmann Ch., Lenzner M., Krausz F., Szepcs R., "Compact, high-throughput expansion-compression scheme for CPA in the 10 fs range", **Optics Com.** Vol. 120, p 321 (1995).
- [2] Jung I. D., Kartner F. X., Matuschek N., Sutter D. H., Morier-Genoud F., Zhang G. and Keller U., "Self-starting 6.5 fs pulses from Ti : sapphire laser", **Optics Letters** Vol. 22 No. 13, p 1009-1011 (1997).
- [3] Morgner U., Kartner F. X., Cho S. H., Chen Y., Haus H. A., Fujimoto J. G. and Ippen E. P., "Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti : sapphire laser", **Optics Letters** Vol. 24 No 6, p 411-413 (1999).
- [4] Fuerbach A., Fernandez A., Apolonski G. A., Seres E., Fuji T. and Krausz F., "Generation of sub-30 fs pulses from a scaleable high energy oscillator", **Processing of SPIE** Vol. 5340 (2004).
- [5] Yanovsky V., Pang Y., Wise F., "Generation of 25 fs pulses from a self-mode-locked Cr :forsterite laser with optimized GDD", **Optics Letters** Vol. 18 No 18, p 1541-1543 (1993).
- [6] Cheng Z., Krausz F., Spielmann Ch., "Compression of 2 mJ kilohertz laser pulses to 17.5 fs by pairing double-prism compressor : analysis and performance", **Optics Com.** Vol. 201, p 145 (2002).
- [7] Seres E., Herzog R., Seres J., Kaplan D., Spielmann Ch., "Generation of intense 8 fs laser pulses", **Optics Express** Vol. 11No. 3, p 240 (2003).
- [8] Seres J., Iler A. M., Seres E., O'Keeffe K., Lenner M., Kaplan D., Spielmann Ch., Krausz F. and Herzog F., "Sub-10 fs, terawatt-scale Ti : sapphire laser system", **Optics Letters** Vol. 28 No. 19, p 1832-1834 (2003).
- [9] Duarte F. J., Piper J. A., "Dispersion theory of multiple prism beam expanders for pulsed dye lasers", **Optics Com.** Vol. 43 No. 5, p 303 (1982).

- [10] Gordon J. P., Fork R. L., Martinez O. E., "Negative dispersion using a pair of prisms", **Optics Letters** Vol. 9 No. 5, p 150-152 (1984).
- [11] Gordon J. P., Fork R. L., "Optical resonator with negative dispersion", **Optics Letters** Vol. 9 No. 5, p 153-155 (1984).
- [12] Cojocaru E., "Analytic expressions for the fourth and the fifth order dispersions of crossed prisms pairs", **Applied Optics** Vol. 42 No. 34, p 6910 (2003).
- [13] Sherriff R. E., "Analytic expressions for group delay dispersion and cubic dispersion in arbitrary prism sequences ", **J. Opt. Soc. Am. B** Vol. 15 No. 3, p 1224 (1998).
- [14] Schlup P., Biegert J., Hauri C. P., Arisholm G., and Keller U., "Design of a sub 13 fs, multi-gigawatt chirped pulse optical parametric amplification system", **Appl. Phys. B** Vol. 79, p 285 (2004).

# LISTE DES PUBLICATIONS

## Publications sur des revues internationales à comité de lecture

- 1) A. Jullien, C. G. Durfee, **A. Trisorio**, L. Canova, J-P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, G. Chériaux, O. Albert and R.B. Lopez-Martens, "Spectral cleaning of sub-10 fs pulses via cross-polarized wave (XPW) generation", soumis à **Optics Express** (2008).
- 2) C. P. Hauri, J. Gautier, **A. Trisorio**, E. Papalazarou and P. Zeitoun, "Two-dimensional organization of a large number of stationary optical filaments by adaptive wave front control", **Appl. Phys. B** Vol. 90, p 391-394 (2008).
- 3) M. Merano, G. Boyer, **A. Trisorio**, G. Chériaux, and G. Mourou, "Superresolved femtosecond laser ablation", **Optics Letters** Vol. 32, No. 15, p 2239-2241 (2007).
- 4) **A. Trisorio**, C. P. Hauri, "Spatial organization and temporal characterisation of stable multiple femto-second filaments in argon" **Optics Letters** Vol. 32, No.12, p 1650-1652 (2007).
- 5) C. P. Hauri, **A. Trisorio**, M. Merano, R. B. Lopez-Martens and G. Mourou, "Generation of high-fidelity, down-chirped sub-10 fs mJ pulses through filamentation for driving relativistic laser-matter interactions at 1 kHz" **Appl. Phys. Lett.** Vol. 89, No. 15, Art. No. 151125 (2006).

## Contributions à des conférences

- 1) X. Chen, **A. Trisorio**, L. Canova, C.G. Durfee and R. Lopez-Martens, "4-mJ, sub-25fs, kHz, CEP stabilized Ti :Sa laser system optimized for mJ level few-cycle pulse generation", ICUIL 2008, Oct 27-31, Shanghai-Tongli, Chine.
- 2) A. Jullien, C. G. Durfee, **A. Trisorio**, L. Canova, J-P. Rousseau, B. Mercier, L. Antonucci, G. Chériaux, O. Albert and R.B. Lopez-Martens, "Cross-polarized Wave Generation applied to Few-Cycle Pulses", ICUIL 2008, Oct 27-31, Shanghai-Tongli, Chine.
- 3) **A. Trisorio**, C.P. Hauri, "Polarization State Dynamics in Femtosecond Filaments", CLEO/QELS 2008, May 4-9, San Jose McEnergy Convention Center, San Jose (Ca), USA.
- 4) **A. Trisorio**, L. Canova and R. Lopez Martens, "Hybrid prism/chirped mirror compressor for multi-mJ, kHz, sub-30 fs, CEP stabilized Ti :Sa laser", CLEO/QELS 2008, May 4-9, San Jose McEnergy Convention Center, San Jose (Ca), USA.
- 5) L. Canova, O. Albert, **A. Trisorio**, R. Lopez-Martens, N. Forget, T. Oksenhendler, S. Kourtev, N. Minovsky, S. M. Saltiel, "Systematic Study of the Influence of the High Orders Spectral Phase on XPW Generation", CLEO/QELS 2008, May 4-9, San Jose McEnergy Convention Center, San Jose (Ca), USA.
- 6) C. G. Durfee, L. Canova, X.-W. Chen, **A. Trisorio**, A. Jullien, O. Albert, R. Lopez-Martens, S. Kour-

tev, N. Minkovski, and S. M. Saltiel, "Spatio-temporal dynamics in ultrafast crossed-polarized-wave generation", Frontiers in Optics (FiO)/Laser Science XXIV (LS) 2008, Oct 19-23, Rochester Riverside Convention Center, Rochester (NY), USA.

7) **A. Trisorio**, C. P. Hauri, "Spatial organization and temporal characterization of stable multiple fs filaments in argon", CLEO/QELS 2007, May 6-11, Baltimore Convention Center, Baltimore (Md), USA.

8) C. P. Hauri, M. Merano, **A. Trisorio**, R.B. Lopez-Martens, G. Mourou, "High-Energy Few-Cycle Pulse Generation in a Filament for Relativistic Applications at kHz Repetition Rate", CLEO/QELS 2007, May 6-11, Baltimore Convention Center, Baltimore (Md), USA.

9) R. B. Lopez-Martens, **A. Trisorio**, L. Canova, C. P. Hauri, O. Albert, D. Douillet, G. Iaquaniello, P. Audebert, J. P. Geindre, and G. Mourou, "Progress towards a kHz laser-driven plasma source of intense attosecond pulses", First international conference on Ultra-intense Laser Interaction Sciences 2007, Oct 1-5, Bordeaux, France.

10) C. P. Hauri, M. Merano, **A. Trisorio**, and R. B. Lopez-Martens, "High-energy down-chirped few-cycle pulse generation in filaments", 15th International Conference on Ultrafast Phenomena (Optical Society of America, (2006), Jul 31-Aug 4, Pacific grove (Ca), USA.