



**HAL**  
open science

# Source laser à fibre dopée Yb de haute énergie délivrant des impulsions de quelques cycles optiques

Loïc Lavenu

## ► To cite this version:

Loïc Lavenu. Source laser à fibre dopée Yb de haute énergie délivrant des impulsions de quelques cycles optiques. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COMUE), 2019. Français. NNT : 2019SACLO003 . tel-04520986

**HAL Id: tel-04520986**

**<https://pastel.hal.science/tel-04520986v1>**

Submitted on 26 Mar 2024

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

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

# Source laser à fibre dopée Yb de haute énergie délivrant des impulsions de quelques cycles optiques

Thèse de doctorat de l'Université Paris-Saclay  
préparée à Institut d'Optique Graduate School

Ecole doctorale n°572 Ondes et Matière (EDOM)  
Spécialité de doctorat: Physique

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 25 Mars 2019, par

**Loïc LAVENU**

Composition du Jury :

Vincent Couderc Directeur de recherche, XLim (Limoges)	Rapporteur
Aurélie Jullien Chargée de recherche, INLN (Nice)	Rapporteuse
Sophie Kazamias Professeure des universités, LPGP (Orsay)	Présidente
Arnaud Mussot Professeur des universités, PhLAM (Lille)	Examineur
Marc Hanna Chargé de recherche, LCF (Palaiseau)	Directeur de thèse
Florent Guichard Ingénieur de recherche, Amplitude Laser Group (Pessac)	Co-encadrant de thèse



Thèse CIFRE préparée au  
**Laboratoire Charles Fabry**  
Equipe lasers  
Institut d'Optique Graduate School  
Campus Polytechnique - RD 128  
2, avenue Augustin Fresnel  
91 127 Palaiseau CEDEX

Et à  
**Amplitude Laser Group**  
Cité de la Photonique  
11 Avenue de Canteranne  
33 600 Pessac





# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>9</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>15</b>
<b>I Génération d'impulsions courtes - Concepts théoriques</b>	<b>19</b>
1 Manipulation d'impulsions femtosecondes	21
1.1 Description d'une impulsion	21
1.2 Équation de propagation	22
1.3 Équivalence temps-fréquence	23
1.4 Dispersion chromatique	24
1.5 Non-linéarité d'ordre 3	26
1.6 Équilibre entre la dispersion et les effets non-linéaire	32
2 Amplification d'impulsion femtoseconde	32
2.1 Propriétés de l'Ytterbium dans les fibres optiques	32
2.2 Amplificateur parabolique	33
2.3 Amplification d'impulsions courtes dans des fibres à large aire modale	36
2.4 Façonnage spectral d'impulsion femtoseconde	42
2.5 Etat de l'art des systèmes d'amplification à base d'Ytterbium	43
3 Compression non-linéaire	44
3.1 Principe de la compression non-linéaire	44
3.2 État de l'art des solutions de compression non-linéaire	46
4 Conclusion	49
<b>II Réduction de la durée en sortie d'amplificateur fibré de forte énergie</b>	<b>53</b>
1 Augmentation de la bande spectrale du laser par ajout d'un amplificateur non-linéaire	54
1.1 Intérêt de l'amplificateur non-linéaire dans une chaîne laser	54
1.2 Mise en place de l'amplificateur non-linéaire	55
1.3 Conception d'un injecteur fibré large bande	58
1.4 Amplification des impulsions	59
2 Amplification d'impulsions façonnées spectralement	64
2.1 Optimisation de la forme du filtre spectral	64
2.2 Compression des impulsions	66
2.3 Vérification de la puissance-crête	67
2.4 Impact de la cadence sur la compression des impulsions	68
3 Conclusion	70
<b>III Compression non-linéaire en capillaire</b>	<b>73</b>
1 Propagation d'impulsions courtes dans un capillaire	75
1.1 Étude théorique	75
1.2 Tolérancement au couplage	77

1.3	Dimensionnement des capillaires . . . . .	82
2	Compression non-linéaire d'un amplificateur à fibre . . . . .	85
2.1	Montage expérimental . . . . .	85
2.2	Paramètres en entrée . . . . .	87
2.3	Transmission du module . . . . .	88
2.4	Résultats de compression non-linéaire . . . . .	88
2.5	Résultats des études de stabilité et de cadence . . . . .	89
2.6	Conclusion . . . . .	91
3	Montée en puissance moyenne d'un système de compression non-linéaire : Compression d'un Tangor . . . . .	91
3.1	Enjeux . . . . .	91
3.2	Montage . . . . .	92
3.3	Résultats . . . . .	93
3.4	Conclusion . . . . .	94
4	Étude aux limites de l'étage de compression non-linéaire : application à l'amplificateur à fibre de courte durée . . . . .	94
4.1	Montage . . . . .	94
4.2	Résultats expérimentaux et discussions . . . . .	97
4.3	Limitations . . . . .	100
5	Conclusion . . . . .	101
<b>IV</b>	<b>Nouveau concept de compression non-linéaire : la Cellule Multi-Passage</b>	<b>105</b>
1	Contexte . . . . .	107
2	Théorie de la propagation en Cellule Multi-Passage . . . . .	108
2.1	Schéma de principe de la Cellule Multi-Passage . . . . .	108
2.2	Intégrale B accumulée dans une CMP remplie de gaz . . . . .	110
2.3	Dimensionnement de la cellule . . . . .	113
2.4	Simulations . . . . .	114
3	Compression d'un amplificateur à fibre à l'aide d'une Cellule Multi-Passage . . . . .	119
3.1	Cellule Multi-Passage remplie de gaz . . . . .	119
3.2	Comparaison des systèmes avec la compression en capillaire . . . . .	128
4	Combinaison des systèmes de compression non-linéaire : double étage CMP/Capillaire pour atteindre le régime de quelques cycles optiques . . . . .	129
4.1	Choix du système . . . . .	129
4.2	Montage . . . . .	130
4.3	Résultats expérimentaux . . . . .	132
4.4	Conclusion . . . . .	138
5	Conclusion . . . . .	139
	<b>Conclusion générale</b>	<b>143</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>148</b>
	<b>Liste des publications de l'auteur</b>	<b>163</b>





# Remerciements

Avant toute chose, je souhaiterais remercier l'ensemble des membres de mon jury pour avoir accepté d'évaluer ce travail : Sophie Kazamias en sa qualité de présidente du jury ; Aurélie Jullien et Vincent Couderc pour avoir lu attentivement ce manuscrit ; et enfin Arnaud Mussot.

Je souhaite aussi remercier Patrick, qui a pu venir à ma soutenance et cela m'a fait très plaisir. Patrick est quelqu'un d'impressionnant. C'est l'encyclopédie vivante du laser en France. C'est bien simple, il connaît tout et tout le monde ! Demande lui ce qu'était BMI, il saura vous répondre en vous racontant comment l'entreprise fut créée, ce qu'elle a fait et comment elle a disparu (et tout cela sur le temps d'un repas au Magnan). Je suis allé avec Patrick, Pierre et Kévin à Munich pour CLEO Europe. C'est là-bas que je me suis rendu compte qu'il connaissait vraiment tout le monde. Il était toujours en train de parler avec quelqu'un et à chaque fois nous a présenté comme "les p'tits jeunes du labo".

Cette thèse n'aurait rien été sans Marc et Yoann qui m'ont fait confiance il y a bientôt 4 ans lorsque je suis arrivé en stage dans le laboratoire. Bien sûr je remercie Amplitude Systèmes, et par là Eric Mottay, pour avoir financé ce travail. Je remercie Florent qui a été continuellement avec moi. Je l'ai connu doctorant qui finissait sa thèse et je l'ai vu évoluer jusqu'à devenir un encadrant compétent.

Marc est un directeur de thèse absolument exemplaire. Toujours là quand il le faut. Toujours prêt à faire du soutien psychologique (pas seulement à ses (aux) thésards, gaëlle étant une assidue du tiroir à roulette). toujours prêt à mettre la main à la patte pour aider aux expériences. Néanmoins, je souhaite donner un conseil aux suivants : demandez lui de tenir la carte infrarouge pour vous permettre d'aligner le laser. Ne lui demandez pas de l'aligner. Dans le cas contraire, le résultat peut être surprenant.

Yoann est quelqu'un de dynamique. Il aime rentrer directement dans le vif du sujet. Et pour cela il a instauré la petite réunion du lundi matin, histoire de tous nous mettre en jambe. Si cette réunion a parfois l'inconvénient de nous prendre à froid de retour de week-end, elle permet au moins de savoir où l'on va et ça, dans une thèse, c'est précieux ! Je n'oublierai pas la traditionnelle visite du vendredi après-midi de Yoann. C'est le jour où il peut revenir à ce qu'il faisait avant. On découvre alors un nouveau visage de Yoann avec une petite lueur qui s'allume dans ces yeux.

Trois années, cela peut sembler long au premier abord (ou en tout cas pour le tout jeune thésard fraîchement débarqué de son université/école), mais finalement c'est une période de temps qui passe rapidement. Je garderai de cette période des souvenirs forts. Le groupe laser est un groupe à part à l'Institut. c'est un groupe qui a son histoire et ses pratiques au nombre desquelles on retrouve le fameux RELOU qui porte, ma foi, très bien son nom. Nous avons eu le droit à un RELOU de qualité lors de ma présence grâce à une motivation sans faille de Marc qui a décidé de trier (vider) le R1.52. Ce fut, je pense, le plus grand bazar du groupe laser. Le second événement est le SAUCEPAN. C'est l'événement de l'année dans le groupe

(avec un E majuscule!), celui pour lequel un travail acharné est réalisé (surtout de la part de Fred). Je me souviendrai longtemps des présentations de Louis qui, chaque année, nous fait l'honneur de sa présence. Je ne rentrerai pas dans les détails, mais les reprises de publicité sont absolument sublimes. Je me souviendrai aussi du Burger Quizz de Philippe. J'ai eu la chance et l'honneur d'organiser le SAUCEPAN de 2018. Nous avons introduit un nouveau visuel pour cette conférence de grande ampleur. J'espère que les générations futures continueront à l'utiliser. Et parce que j'en suis assez fier, je vais le mettre ici ↘

## LOGS. SAUCEPAN WEST

L'introduction du Prix Jean Jersaucepan nous a permis de délivrer le prix de la meilleure présentation lors de cette conférence. Il est vrai que nous n'avions pas prévu réellement de récompense pour son attribution. Fred, le premier gagnant (étonnant, non?) a tout de même reçu un magnifique cadre qui restera, je l'espère, aussi longtemps dans son bureau que :

- le cadre de son brevet
- Son prix Jean Jerphanion
- les nombreuses fiches de spécifications lasers des produits d'Amplitude Systèmes et de Fibercryst.
- Son miroir
- ses tasses représentant des caricatures de Plantu parues dans Le Monde

En tout cas, jusqu'à mon départ du laboratoire, ce cadre tenait une bonne place dans son armoire.

Qui dit SAUCEPAN, dit aussi PINIOUF. C'est l'occasion de faire découvrir les spécialités culinaires de sa région. Grâce à cela, j'ai pu découvrir ce qu'était un vrai Taboulé libnais (merci Marc). Je pense aussi au fameux punch d'Igor.

Nous avons un nouveau venu dans la famille des traditions du groupe laser : Le Chlip. Inventé par Romain en 2016, je le citerai pour définir cet événement avec une phrase toute romanesque : "*CHampionnat Laser International de Ping Pong (avec un S pour Sampionnat, ce fusse mieux... mais on ne peut pas tout réinventer!)*".

Je remercie bien sûr GMP coffee smugglers pour tous les cafés que j'ai pu boire. Je pense sincèrement que l'arrivée de la machine à café au sein du groupe laser a changé notre façon de boire le café et de vivre nos pauses cafés. Physiquement, nous avons créé une nouvelle salle café. Selon certains, cela s'est fait au détriment de notre sociabilité. Selon d'autre, cela nous a permis de gagner en calme. Ces deux visions s'affronte toujours. Pour ma part, la machine à café a fortement augmenté ma consommation de café. Je pense que GMP coffee smugglers va perdre, avec moi, son plus grand client. Je remercie Michele, le premier membre du trio, pour sa bonne humeur et son optimisme à toute épreuve. Je remercie Philipp pour sa TRES bonne humeur et ses punchline (*Ca me fait chier* et *tic tac* seront pour moi les plus marquantes). Enfin, Philipp, n'oublie pas l'horloge!

TIC...TAC...TIC...TAC...TIC...TAC

Je remercie Gaëtan, le troisième homme, pour ses très longues conversations sur de nombreux sujets qui se finissaient inmanquablement par son expression fétiche : "*Bon c'est pas que les*

*saucissons ça pousse après les arbres mais faut aller travailler*". Je me rappellerai la photographie de l'arbre qui nous a valu une petite expédition dans les champs du plateau et une légère altercation avec menace au tournevis en prime. Ce fut tellement une aventure, digne de Bilbo le Hobbit, que je me suis senti obligé de la mettre en fond d'écran et de subir ainsi les critiques de bon nombre de gens du groupe. Enfin, je suis content d'avoir initié Gaëtan à la pratique du squash et d'avoir ainsi vu sa vraie nature (enfin sa seconde vraie nature après celle de la Chapelle de Lyon).

Je remercie enfin les autres permanents du groupe laser (François, Fred (détritus), Gaëlle, Sylvie et Xavier) ainsi que les membres passés et présents que je n'ai pas encore cités (JT, Khmaies, Pierre, Thomas, Adrien, Paul, Aymeric, Julien, Guillaume et Fabien). J'ai une pensée toute particulière pour Fabien qui fut, pour quelques temps, mon collègue de bureau et qui m'a demandé pourquoi j'avais l'intention de faire une thèse lorsque je suis arrivé. Apparemment la fin de thèse ne lui réussissait pas ! Je remercie aussi Tiphaine qui a été ma collègue de bureau et de salle de manipulation. Garde ta candeur Tiphaine, c'est très rafraichissant ! Je remercie Philippe qui, après nous avoir régaler pendant deux ans avec ses pâtisseries (tarte au citron basilic que je t'aime, que je t'aime !), s'est reconverti dans... la pâtisserie ! Bonne chance pour ta nouvelle carrière et surtout dit moi où tu travailles que je vienne regoûter à ce que tu fais !

Avant d'aller plus loin, je souhaite remercier les gens qui m'ont aidé à l'Institut. Merci à André et à Jean-René pour avoir conçu mes ensembles mécaniques. Merci aussi pour avoir toujours été réactifs pour réparer des pièces mécaniques. Merci à Christian et à Sophie pour m'avoir prêté leur salle pour nettoyer mes pièces. J'espère ne pas avoir été encombrant. Et surtout, Sophie, bon courage pour supporter Christian ! Chez Amplitude, je souhaite remercier Emilie, Virginie et Doryan pour m'avoir aidé à résoudre tous mes problèmes administratifs ainsi qu'Ivan pour avoir conçu le module permettant d'accueillir le capillaire. Et enfin, merci Vincent pour m'avoir aidé lors des montages à Amplitude.

Je remercie tous mes amis de l'Institut. Je commencerai par Kévin qui a commencé sa thèse en même temps que moi et qui l'a fini un peu plus tôt. Je pense aussi à Alexia, Baptiste et Damien pour toutes les parties de squash que nous avons pu faire. Pouvoir se lâcher fait du bien quand les expériences ne fonctionnent pas. Je pense que le squash est unanimement reconnu comme un sport qui sollicite énormément le corps. Je peux le confirmer à mon état le lendemain d'entraînement. Une journée de manipulation debout devenait alors une torture. Néanmoins ces amis ont été bien plus que de simples partenaires de jeu et au cours des six années passées avec eux, nous avons développé de forts liens. Emilie et moi avec eux et leurs conjoint.e.s Bastien, Delphine et Pauline. Baptiste nous a tous initiés aux jeux de société. Nous avons passé de nombreuses soirées chez lui à jouer à différents jeux. Je retiendrai parmi ceux-là la fameuse série dite des 18XX, jeu de train pouvant durer une soirée entière ou encore food chain magnat que je n'ai, à mon grand regret, jamais pu gagner.

Je remercie aussi tous mes amis de Lille. Nous nous sommes rencontrés au lycée et, malgré toutes nos aventures, nous sommes parvenus à rester ensemble. Les revoir lorsque je retourne à Lille est un vrai bol de fraîcheur (ceci dit, rien que le fait de sortir des miasmes parisiens est un bol de fraîcheur à lui seul...). Cela fait 10 ans que nous sommes ensemble et j'espère bien que cela durera. Je retiendrai de mes amis, à Paris, un fameux nouvel an que nous avons passé chez moi. Deux ans après je retrouve encore des cotillons derrière les meubles (merci les gars...). Jordan, Alex, nous vous attendons pour un nouveau piscothon et une petite chanson en l'honneur de Notre Dame. N'hésitez pas à revenir !

Dans cette liste de remerciements, je souhaiterai aussi faire des non-remerciements. Et je commencerai par ne pas remercier mon ordinateur qui, au cours de ces trois années, m'a causé

de nombreux soucis. Le plus mémorable restera sans doute les dix secondes passées à attendre le changement de slide lors de ma soutenance. Je continuerai sur mon chat qui m'a causé bien des soucis les fois où je rédigeais de chez moi. Il s'est assis sur mon clavier un nombre incalculable de fois jusqu'à le bloquer complètement.

Je souhaite aussi remercier ma famille qui a été avec moi jusqu'au bout : mes parents Isabelle et Emmanuel et mes soeurs Anaïs et Oriane. Merci à mes grand-parents et ma tante qui ont pu venir me voir soutenir. Merci à ceux qui m'ont aidé pour le buffet. Merci aussi à mes soeurs pour l'idée et la réalisation des écocups personnalisées qui ont fait forte impression. Dans dix ans on en retrouvera encore dans les bureaux du groupe laser (et aussi chez moi parce qu'il m'en reste 40 mais c'est un autre problème). Enfin, je souhaite bien du courage à Anaïs qui devrait bientôt se lancer dans la grande aventure qu'est une thèse. Tu verras, c'est long, c'est dur mais à la fin tu y arrives. Accroche toi bien !

Enfin, last but not least, je voudrais remercier Emilie qui me supporte depuis bien longtemps maintenant. Je la remercie pour ce qu'elle a fait pour moi durant toute ma rédaction et ma soutenance : préparation du pot de thèse avec mes soeurs et mes parents, soutien psychologique, sortie diverses et variées (mais surtout axées sur le cinéma) pour me changer les idées. Grâce à elle ma vie est plus pimentée. Au cours de ces trois années de thèse, nous avons beaucoup évolué à deux. Nous nous sommes retrouvés sur Paris, installés à deux ; nous avons adopté un chat ; nous avons essayé d'adopter des plantes vertes. Bizarrement ça a moins bien marché. Bien sûr je la remercie aussi pour sa re-lecture du manuscrit. J'aurais bien aimé que tu me renvoies la pareille en écrivant quelques pages de ce manuscrit. Malheureusement je pense que j'aurais plus appris sur l'huile de palme certifiée développement durable que toi sur les impulsions femtoseconde. Mais ne t'en fais pas, je ne t'en veux pas et je continue à t'aimer ! :-)





# Introduction générale

Le laser est un instrument optique incontournable. Sa description théorique date de 1958, néanmoins il faut attendre 1960 pour que Maiman réalise le premier laser à base de rubis [Maiman 60]. Depuis il a connu un développement fulgurant et est aujourd'hui largement utilisé dans tous les pans de la société : de la projection à la découpe en passant par la détection, la spectroscopie ou encore le refroidissement d'atome. L'utilisation la plus répandue est sans aucun doute les télécommunications avec le développement des transmissions d'information par fibre optique. Il a eu un impact autant sur le grand public, sur les activités scientifiques que sur l'industrie.

Dans le cadre des lasers délivrant des impulsions, la durée, l'énergie et la fréquence de répétition forment les trois paramètres d'un laser et définissent son utilisation. Les lasers femtosecondes permettent de concentrer la lumière dans un laps de temps très court. Cette concentration de l'énergie du laser dans un temps aussi court permet d'obtenir des puissances-crêtes ( $P_{crete} = E/\Delta t$ ) très importantes : de la centaine de MW pour les amplificateurs à fibre au PW pour les chaînes lasers les plus énergétiques [Sung 17]. Ces trois paramètres ne sont pas complètement compatibles : il est nécessaire de trouver un compromis sur les performances nécessaires au laser. Il n'est en effet pas possible à l'heure actuelle d'avoir un laser de forte énergie avec des cadences élevées, c'est-à-dire des puissances moyennes élevées. La fréquence de répétition est pourtant primordiale dans les applications car elle définit la vitesse d'exécution. Pour l'industrie, augmenter la cadence revient donc à augmenter la rentabilité. Pour la science, cela revient à diminuer la durée d'expériences demandant des données statistiques. Aujourd'hui, la technologie actuelle tente d'allier forte énergie (et donc forte puissance-crête) et forte puissance moyenne ( $P_{moy} = E \times F_R$ ). De nombreux développements visent donc à augmenter le taux de répétition des lasers à base de cristaux (par exemple avec la technologie Innoslab) ou bien à augmenter l'énergie des lasers à fibre (en utilisant notamment des techniques de combinaisons cohérentes).

Les lasers produisant des impulsions femtosecondes permettent d'accéder à de nouveaux champs d'application. Pour les applications scientifiques, les fortes puissances-crêtes ont permis la réalisation d'expériences d'interaction entre la lumière et la matière de manière à comprendre les dynamiques électroniques des atomes et molécules. Pour l'industrie, ces laser ont par exemple permis une découpe plus précise et sans échauffement du matériau.

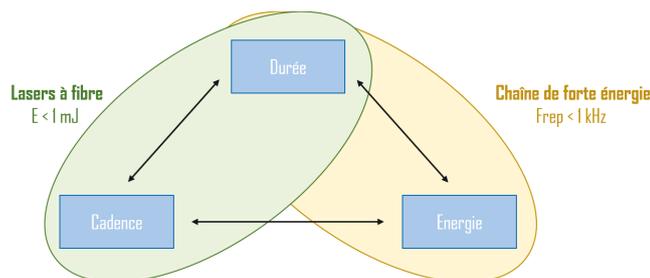


FIGURE 1 – Les trois grandeurs que sont la cadence, l'énergie et la durée sont liées dans les lasers femtosecondes.

Le domaine des lasers est particulier car il bénéficie d'une forte proximité de la recherche et de l'industrie. Les innovations, autant théoriques que techniques, proviennent des deux milieux. Cette proximité permet au domaine d'évoluer très rapidement, d'autant plus dans le domaine spécifique des lasers femtosecondes. En faisant un rapide historique, on se rend compte de l'explosion de ces lasers très particuliers. Le premier laser femtoseconde est apparu en 1969 lorsque Robert Fisher a utilisé une technique de compression non-linéaire dans une cellule de chlorure de sodium sur un laser Neodyme verre émettant des impulsions picosecondes [Fisher 69]. Il a fallu attendre plusieurs années avant l'apparition des premiers lasers émettant des impulsions femtosecondes directement. Historiquement ces premiers lasers femtosecondes sont des lasers à colorants. Ils ont néanmoins été remplacés par des lasers à cristaux, plus fiables et plus faciles d'utilisation au cours des années 90. Les lasers basés sur des cristaux de saphir dopés aux ions titane se sont ainsi imposés dans les applications scientifiques grâce à la possibilité de générer des impulsions très courtes en sortie d'amplificateur avec des énergies de plusieurs mJ. En parallèle de l'apparition de ces lasers, le développement de la technique de CPA (Chirped Pulse Amplification ou amplification à dérive de fréquence) inventée par Donna Strickland et Gérard Mourou en 1985 [Strickland 85] a permis d'augmenter fortement l'énergie en sortie des amplificateurs femtosecondes. Ces lasers sont en effet limités en terme de puissance-crête par les effets non-linéaires apparaissant dans le milieu amplificateur. La technique CPA, qui a valu le prix Nobel de Physique à Donna Strickland et Gérard Mourou en 2018, consiste à étirer temporellement les impulsions avant amplification afin d'en réduire la puissance-crête et ainsi d'extraire plus d'énergie. La recherche a alors eu deux buts : augmenter l'énergie et réduire la durée des impulsions. Les lasers titane-saphir ont longtemps eu le monopole des sources femtosecondes parce que la durée atteignable en sortie d'amplificateur est très courte [Aoyama 03] et peut facilement être réduite au cycle optique à l'aide de compression non-linéaire [Nisoli 97]. Cependant le manque de diode laser permettant de pomper directement le cristal ainsi que la longueur d'onde n'ont pas permis à ce type de laser de s'imposer dans le milieu industriel.

Depuis une quinzaine d'années, de nouvelles sources apparaissent pour remplacer les lasers à cristaux de saphir dopés aux ions titane. La première famille de source est la famille des OPCPA (*Optical Parametric Chirped Pulse Amplification* pour amplification paramétrique optique à dérive de fréquence). Ils sont apparus en 1992 [Dubietis 92] afin de répondre au besoin de nouvelles longueurs d'onde. Le principe est d'amplifier un signal à l'aide d'un effet d'amplification paramétrique optique en utilisant, comme dans le cas des lasers femtosecondes classique, la technique du CPA afin d'ajuster la durée du signal à la durée de l'impulsion de pompe. Ces sources présentent des avantages par rapport aux systèmes lasers classiques :

- La longueur d'onde du signal est variable. Elle dépend de la longueur d'onde du laser de pompe mais aussi de l'accord de phase. C'est ainsi qu'il est possible de créer des rayonnements femtosecondes dans le moyen infrarouge [Sanchez 16].
- Il est possible d'utiliser avec la même source le signal et l'idler généré.
- Le gain des cristaux non-linéaires est très important. Il n'est donc pas nécessaire de faire de nombreux passages dans les cristaux pour réaliser de très fortes amplifications. Cela permet de limiter le nombre d'étages.
- La bande d'amplification des cristaux est très importante. Cela permet de générer des impulsions de quelques cycles optiques directement en sortie de système [Budriūnas 17].
- Les effets thermiques dans les cristaux sont quasiment inexistantes parce que le processus à l'origine de la génération du signal et de l'idler est un processus instantané.
- Il n'existe pas d'émission spontanée amplifiée continue dans les systèmes OPCPA car l'amplification ne se fait que sur la durée de l'impulsion de pompe. Cela permet d'avoir de très bon contraste.

Ces systèmes sont principalement limités par les caractéristiques de la source utilisée comme pompe. A l'heure actuelle, ces montages représente une solution complexe mais complémentaire

avec l'offre des sources femtosecondes existantes.

Une autre famille de laser est apparue à la fin des années 1990 : les lasers dopés à l'ytterbium [Paschotta 97a]. Les sources Ytterbium se sont rapidement imposées dans le milieu industriel grâce à leur compacité, à leur robustesse et surtout aux puissances moyennes qu'elles sont capables de produire [Nubbemeyer 17, Jauregui 13]. Parmi cette zoologie de milieux, les lasers à fibre dopée ytterbium présentent deux avantages : la fréquence de répétition et la durée d'impulsion. Ce sont les milieux présentant la meilleure géométrie pour supporter de fortes puissances moyennes. En effet les fibres ont le meilleur ratio surface-volume, ce qui permet de les refroidir de manière efficace. Ces systèmes peuvent donc être opérés avec des cadences très élevées [Richardson 10]. Ils présentent néanmoins en régime impulsif, à cause du confinement du faisceau sur la surface faible d'un coeur de fibre, des énergies en sortie en deçà des systèmes à cristaux massifs. Dans ces régimes, même à faible énergie, la puissance-crête des impulsions devient rapidement suffisante pour créer des effets non-linéaires néfastes voire destructifs. Dès lors, un important travail a été réalisé pour augmenter la surface du coeur des fibres optiques. Le diamètre des fibres amplificatrices est ainsi passé de 7  $\mu\text{m}$  à 100  $\mu\text{m}$  grâce à l'introduction de nouvelles méthodes de fabrication. Couplée à la technique CPA, cette augmentation de la taille du coeur permet de générer des impulsions avec des énergies de plusieurs centaines de  $\mu\text{J}$  voire, pour les records, à plus de 2 mJ [Eidam 11].

La bande de gain de l'ytterbium dans une matrice de verre est d'environ 40 nm. Cela en fait l'une des plus larges de la famille des lasers ytterbium. Il est ainsi possible de générer des impulsions de l'ordre de 30 fs en sortie d'oscillateur [Zhou 08]. Cependant, avec l'augmentation de l'énergie, on observe une augmentation de la durée d'impulsion à des durées dépendantes du gain réalisé. Pour des gains faibles ( $G < 30$  dB), il est possible de maintenir des durées inférieures à 100 fs [Papadopoulos 07, Liu 15]. Pour des gains modérés ( $G < 50$  dB) correspondant à des énergies de quelques  $\mu\text{J}$ , la durée d'impulsion est comprise entre 100 fs et 200 fs [Fernández 09, Ruehl 10]. Enfin, pour des gains excédant 50 dB et une énergie d'au moins 100  $\mu\text{J}$ , la durée d'impulsion est supérieure à 200 fs [Röser 05, Klenke 14, Guichard 15b]. Cette augmentation de la durée est due au fait que la bande de gain de l'ytterbium n'est pas constante sur toute sa largeur [Paschotta 97b]. Ainsi, certaines longueurs d'onde sont plus amplifiées que d'autres, ce qui crée un rétrécissement spectral lors de l'amplification.

Nous avons, au cours de cette thèse, cherché à réduire la durée des impulsions émises par un laser à fibre dopée ytterbium de haute énergie (ie de plusieurs centaines de  $\mu\text{J}$ ). Pour cela nous avons exploré deux pistes. La première piste suivie, décrite au chapitre 2, est de réduire l'impact du rétrécissement spectral par le gain en modulant le spectre en entrée d'amplificateur [Weiner 11]. La seconde piste suivie, qui est complémentaire de la première est d'utiliser une technique de compression non-linéaire après la source laser. Cette technique consiste à envoyer l'impulsion comprimée dans un milieu non-linéaire afin de réaliser de l'auto-modulation de phase pour élargir le spectre de l'impulsion [Fisher 69]. Le milieu non-linéaire choisi dépend des paramètres d'entrée du laser (surtout de la puissance-crête) et du facteur de compression que l'on souhaite réaliser. Le milieu non-linéaire le plus simple consiste en une lame de matériau. C'est ce type de milieu qui a été utilisé pour la première expérience de compression non-linéaire. Cependant il est sensible aux effets spatio-spectraux induits par le profil spatial gaussien du faisceau incident [Rolland 88, Seidel 16]. Nous étudierons la compression non-linéaire dans des capillaires au cours du chapitre 3. Enfin, dans le chapitre 4, nous étudierons un nouveau dispositif de compression non-linéaire : la Cellule Multi-Passage (CMP). Ce dispositif permet de s'affranchir des limitations des capillaires.



# Chapitre I

## Génération d'impulsions courtes - Concepts théoriques

### Objectifs

---

Ce premier chapitre introduit les concepts généraux qui vont être développés dans cette thèse. Il s'articule en trois sections : la première traite de la manipulation des impulsions femtosecondes et des différents effets qui vont influencer les caractéristiques temporelle, spatiale et spectrale des impulsions ; la deuxième traite des problèmes d'amplification des impulsions courtes et du maintien de la bande spectrale dans les amplificateurs Yb<sup>3+</sup> de haute énergie ; enfin la dernière partie expliquera comment il est possible de réduire la durée des impulsions en sortie de système laser en utilisant des techniques non-linéaires.

### Sommaire

---

<b>1 Manipulation d'impulsions femtosecondes</b>	<b>21</b>
1.1 Description d'une impulsion	21
1.2 Équation de propagation	22
1.3 Équivalence temps-fréquence	23
1.4 Dispersion chromatique	24
1.5 Non-linéarité d'ordre 3	26
1.5.1 Effet Kerr	28
1.5.2 Auto-raïdissement	31
1.6 Équilibre entre la dispersion et les effets non-linéaire	32
<b>2 Amplification d'impulsion femtoseconde</b>	<b>32</b>
2.1 Propriétés de l'Ytterbium dans les fibres optiques	32
2.2 Amplificateur parabolique	33
2.3 Amplification d'impulsions courtes dans des fibres à large aire modale	36
2.3.1 Amplification à dérive de fréquence	36
2.3.2 Couple étireur-compresseur	37
2.3.3 Impact des effets non-linéaires sur la qualité de compression	38
2.3.4 Fibre à large aire modale dopée à l'ytterbium	40
2.4 Façonnage spectral d'impulsion femtoseconde	42
2.5 Etat de l'art des systèmes d'amplification à base d'Ytterbium	43
<b>3 Compression non-linéaire</b>	<b>44</b>
3.1 Principe de la compression non-linéaire	44
3.1.1 Élargissement non-linéaire	44
3.1.2 Compression des impulsions élargies spectralement	45
3.2 État de l'art des solutions de compression non-linéaire	46

3.2.1	Compression non-linéaire dans des guides d'onde . . . . .	47
3.2.2	Compression non-linéaire en milieu solide en propagation libre .	49
<b>4</b>	<b>Conclusion</b> . . . . .	<b>49</b>

---

# 1 Manipulation d'impulsions femtosecondes

Cette section introduit le formalisme mathématique nécessaire pour comprendre la physique liée à la manipulation des impulsions femtoseconde.

## 1.1 Description d'une impulsion

Une impulsion lumineuse est une onde électromagnétique. Elle est donc représentée temporellement par une oscillation, à une pulsation donnée  $\omega_0$ , du champ électrique  $\mathbf{E}(\mathbf{t})$ , appelée porteuse modulée par une enveloppe complexe  $E(t)$ .

$$\mathbf{E}(\mathbf{t}) = E(t)e^{-i\omega_0 t} \quad (\text{I.1})$$

On définit de la pulsation deux grandeurs : la longueur d'onde  $\lambda_0$  de l'impulsion qui est la distance que parcourt l'onde durant une oscillation ; la durée d'un cycle optique  $T$  qui est la durée d'une oscillation du champ. Ces grandeurs sont liées à la pulsation par les relations :

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

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (\text{I.3})$$

où  $c$  correspond à la vitesse de la lumière.

La figure I.1 représente une impulsion femtoseconde dont la porteuse oscille à une pulsation de  $1.8210^{15} \text{ rad.s}^{-1}$ . Cela correspond à une longueur d'onde dans le vide de 1030 nm et une durée de cycle optique de 3.4 fs. Cette longueur d'onde est la longueur d'onde centrale des spectres issus de milieux amplificateurs dopés aux ions ytterbium.

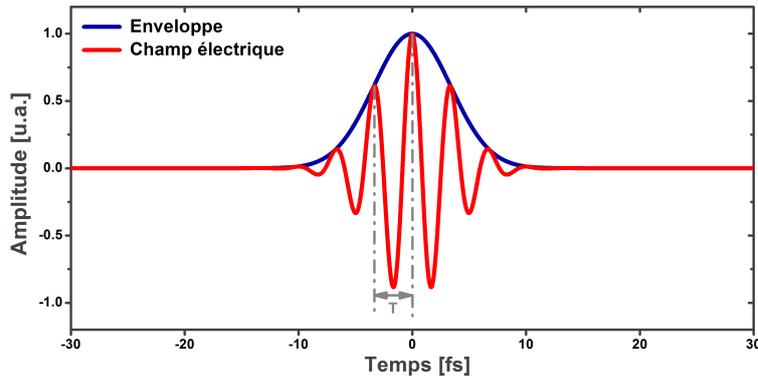


FIGURE I.1 – Représentation temporelle du champ électrique d'une impulsion femtoseconde ayant une durée de cycle optique  $T$  de 3.4 fs correspondant à une longueur d'onde centrale du spectre de 1030 nm.

De cela, on définit l'intensité temporelle  $I(t)$  d'une impulsion en fonction du champ  $E(t)$  selon la relation suivante :

$$I(t) = 2\epsilon_0 c n |E(t)|^2 \quad (\text{I.4})$$

avec  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $c$  la vitesse de propagation de la lumière dans le vide et  $n$  l'indice de réfraction du milieu considéré. L'intensité est exprimé en  $\text{W.m}^{-2}$ .

## 1.2 Équation de propagation

Considérons une impulsion se propageant dans une fibre optique dont le cœur possède un diamètre de  $2a$  et un indice de réfraction  $n_0$ . On suppose que cette impulsion possède une polarisation linéaire et oscille à la pulsation  $\omega_0$ . Cela correspond à une longueur d'onde  $\lambda_0$ . Dans le cas de l'optique guidée, on peut décomposer le champ  $E(x, y, z, t)$  sur deux fonctions  $F$  et  $A$  décrivant respectivement l'évolution spatiale et temporelle de l'impulsion :

$$\begin{cases} E(x, y, z, t) = F(x, y)A(z, t)e^{i\beta_0 z} + c.c. & \text{(I.5a)} \\ A(z, t) = \sqrt{2\epsilon_0 c_0 n A_{eff}} E(z, t) & \text{(I.5b)} \end{cases}$$

Où  $A_{eff}$  est l'aire effective du faisceau. Cette aire vaut  $\pi\varpi^2$ <sup>1</sup> dans le cas d'un faisceau gaussien. L'introduction du champ  $A(z, t)$  permet de simplifier les équations de propagation du champ électrique dans la fibre. Cette écriture permet d'avoir une enveloppe  $A(z, t)$  dont l'unité est en  $\sqrt{W}$ . La puissance instantanée est alors directement donnée par  $|A|^2$  ;

Et où  $\beta_0 = n_0 \frac{\omega_0}{c}$  la constante de propagation de l'impulsion dans la fibre. Cette écriture suppose que le profil spatial est constant au cours de la propagation et que seul le profil temporel varie. Cette supposition est vraie dans le cas de fibres présentant un unique mode de propagation. Le profil spatial n'est alors dépendant que de la géométrie de la fibre.

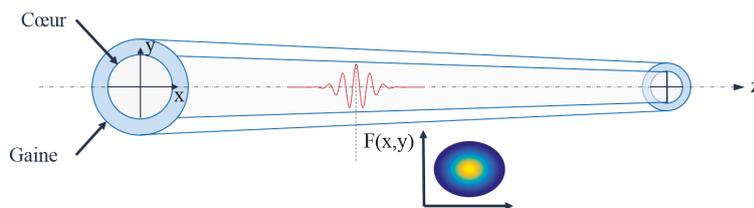


FIGURE I.2 – Propagation d'une impulsion courte dans une fibre optique monomode à saut d'indice présentant un diamètre de cœur de  $2a$ .

Les équations permettant de décrire le plus généralement possible les impulsions femtosecondes sont les équations développées par Maxwell en 1865 [Maxwell 65]. Ces équations peuvent être manipulées afin d'obtenir l'équation d'Helmholtz :

$$\Delta \tilde{E} + \varepsilon(\omega) k^2 \tilde{E} = 0 \quad \text{(I.6)}$$

où  $\tilde{E}$  représente la transformée de Fourier de  $E$ ,  $\varepsilon(\omega)$  la constante diélectrique du matériau et  $k = \frac{\omega}{c}$ .

En prenant en compte le découpage du champ que nous avons fait précédemment, l'équation d'Helmholtz se transforme sous la forme de deux équations indépendantes. La première équation permet de calculer le profil spatial de l'impulsion :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} + \left( \varepsilon(\omega) \frac{\omega^2}{c^2} - \beta^2(\omega) \right) F = 0 \quad \text{(I.7)}$$

La seconde équation régit le profil temporel de l'impulsion. Cette équation est plus connue sous le nom d'équation non-linéaire de Schrödinger [Agrawal 13]. Elle permet de prendre en compte toutes les déformations que l'impulsion peut subir au cours de sa propagation.

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{g}{2} A = i\gamma \left[ |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_{RA} \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right] \quad \text{(I.8)}$$

1.  $\varpi$  est le rayon du faisceau.

Où :

- $\beta_n(\omega)$  représente le n-ième ordre de dispersion correspondant au développement limité de la constante  $\beta(\omega)$  autour de la fréquence centrale  $\omega_0$  de l'impulsion (exprimé en  $\text{fs}^n \cdot \text{m}^{-1}$ ).
- $\omega_0$  pulsation de l'impulsion (exprimé en  $\text{s}^{-1}$ ).
- $g$  : gain linéique (exprimé en  $\text{m}^{-1}$ ).
- $\gamma$  : coefficient non linéaire de la fibre (exprimé en  $\text{m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ).
- $T_R$  représente la constante de temps associée à l'effet Raman dans le matériau (exprimé en s)

Pour des impulsions de durée supérieure à 100 fs, l'équation (I.8) peut être simplifiée sous la forme (I.9) en négligeant les termes liés à l'auto-raïdissement et à l'effet Raman <sup>1</sup> :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} - \frac{g}{2} A - i\gamma |A|^2 A = 0 \quad (\text{I.9})$$

Cette équation permet de décrire le gain d'amplification, la dispersion jusqu'à l'ordre 3 (dans l'équation représentée ci-dessus mais il est aisé de rajouter des termes de dispersion d'ordre supérieur) et l'auto-modulation de phase qui sont les principaux effets dominants qui vont nous concerner et qui seront décrits par la suite.

Dans la suite de ce chapitre, nous allons voir l'impact des principaux effets sur la phase spectrale (dispersion) et sur la phase temporelle (auto-modulation de phase) des ondes électromagnétiques.

### 1.3 Équivalence temps-fréquence

La description de l'impulsion peut se faire de manière équivalente dans le domaine temporel ou dans le domaine spectral. Il est ainsi possible de lier l'amplitude  $A(t)$  dans le domaine temporel à l'amplitude  $\tilde{A}(\omega)$  dans le domaine spectral par une transformée de Fourier :

$$\tilde{A}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(z, t) e^{i\omega t} dt \quad (\text{I.10})$$

Il est possible, à partir de ces amplitudes de définir la puissance instantanée temporelle  $P$  et la densité spectrale de puissance  $S$  des impulsions :

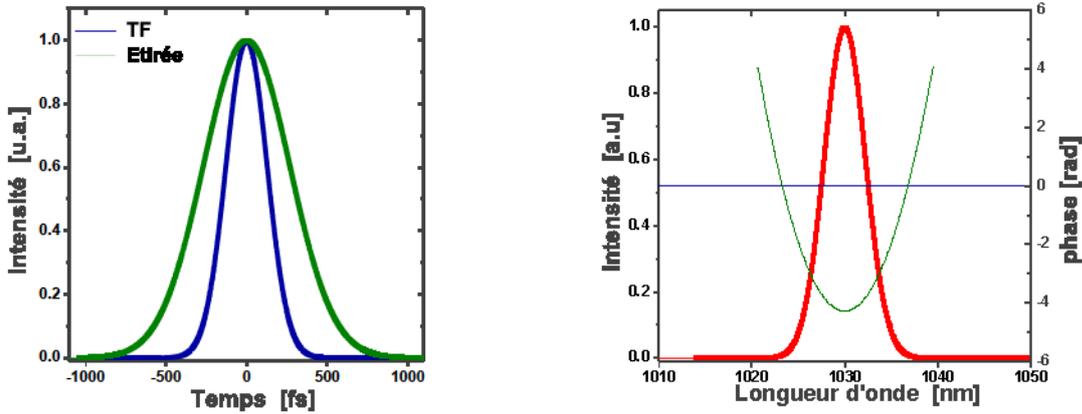
$$\begin{cases} P(z, t) = |A(z, t)|^2 & (\text{I.11a}) \\ S(z, \omega) = |\tilde{A}(z, \omega)|^2 & (\text{I.11b}) \end{cases}$$

Enfin, en introduisant les phases spectrale  $\psi(z, \omega)$  et temporelle  $\phi(z, t)$ , on peut écrire les deux amplitudes sous forme complexe :

$$A(z, t) = \sqrt{P(z, t)} e^{i\phi(z, t)} \xleftrightarrow{TF} \tilde{A}(z, \omega) = \sqrt{S(z, \omega)} e^{i\psi(z, \omega)} \quad (\text{I.12})$$

En résumé, donner la forme du spectre ainsi que la phase spectrale d'une impulsion permet de connaître totalement le profil de l'impulsion dans le domaine temporel (i.e. sa forme temporelle et sa phase temporelle). Dès lors, on définit une impulsion dite "limitée par transformée de Fourier" lorsque toutes les composantes spectrales de l'impulsion arrivent avec la même phase spectrale et interfèrent constructivement (i.e. si  $\psi(\omega) = \text{constante}$ ). Dans ce cas l'impulsion a la durée la plus courte qu'elle puisse atteindre<sup>2</sup>. A contrario si la phase spectrale n'est pas linéaire, les composantes spectrales sont déphasées les unes par rapport aux autres et la durée de l'impulsion s'allonge. La figure I.3 illustre cet aspect. Les deux impulsions de la figure I.3(a) ont le même spectre mais deux phases spectrales différentes. Il en résulte des profils temporels différents.

1. L'effet Raman nécessite des longueurs de fibres plus importantes que les fibres que nous considérons.  
2. La durée d'une impulsion, notée  $\Delta t$ , est définie comme sa largeur à mi-hauteur en intensité



(a) Impulsions dans le domaine temporel

(b) Spectre des impulsions avec la phase spectrale appliquée aux deux impulsions

FIGURE I.3 – Illustration de l'équivalence Temps-Fréquence sur une impulsion ayant un spectre centré à 1030 nm et présentant une durée limitée par transformée de Fourier de 300 fs. L'impulsion bleue sur la figure I.3(a) correspond à l'impulsion limitée par Transformée de Fourier. L'impulsion verte est étirée à 630 fs en ajoutant une phase quadratique.

Cette équivalence temps-fréquence se résume souvent par le produit temps-bande passante où la durée à mi-hauteur de l'impulsion  $\Delta t$  est reliée à la largeur à mi-hauteur du spectre  $\Delta\omega$  par une constante  $K$  dont la valeur dépend de la forme de l'impulsion. Ainsi pour une impulsion gaussienne  $K = 0.441$ , alors que pour une impulsion sécante hyperbolique  $K = 0.315$ .

$$\Delta t \cdot \Delta\omega \geq K \quad (\text{I.13})$$

Cette relation est égale à  $K$  lorsque la phase spectrale de l'impulsion est constante, c'est-à-dire que l'impulsion est limitée par Transformée de Fourier et est supérieure à  $K$  dans tous les autres cas.

## 1.4 Dispersion chromatique

### Origine de la dispersion

La dispersion chromatique des milieux traversés provient du fait que les différentes fréquences lumineuses ne se déplacent pas à la même vitesse dans les matériaux. En effet l'indice optique  $n(\omega)$  de tout matériau en dehors du vide n'est pas constant sur toute la gamme de fréquence. La variation d'indice peut être décrite par la formule de Sellmeier :

$$n^2(\omega) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \omega_j^2}{\omega_j^2 - \omega^2} \quad (\text{I.14})$$

avec  $\omega_j$  les fréquences de résonance du milieu et  $B_j$  la force de la résonance. Plus la fréquence de l'onde incidente est proche d'une fréquence de résonance, plus elle sera affectée par la réponse du milieu et donc plus sa vitesse en sera affectée. Chaque composante spectrale présente ainsi une vitesse de phase différente :  $v_\phi = c/n(\omega)$ . Le déphasage entre deux longueurs d'onde est d'autant plus important que l'indice de réfraction  $n(\omega)$  est différent. Il est donc facile de comprendre qu'une impulsion femtoseconde présentant un spectre très large est d'autant plus

sensible à une faible variation d'indice.

Dans les équations de Maxwell [Maxwell 65], l'interaction entre un milieu et une onde électromagnétique est modélisée par une polarisation induite  $\mathbf{P}$  qui dépend à la fois de la nature du champ incident  $\mathbf{E}$  et de la réponse du matériau. Le vecteur polarisation s'écrit :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \cdot \mathbf{E} \quad (\text{I.15})$$

où  $\varepsilon_0$  est la permittivité du vide et  $\chi$  est la susceptibilité du matériau.

La susceptibilité du matériau  $\chi$  caractérise la réponse du matériau à une onde électromagnétique. Il prend en compte dans sa définition les différentes résonances du matériau ainsi que leur force. On peut alors lier l'indice de réfraction I.14 à la susceptibilité du matériau :

$$n(\omega) = 1 + \frac{1}{2} \Re(\tilde{\chi}^{(1)}(\omega)) \quad (\text{I.16})$$

Afin de se rendre compte des effets de la dispersion et de la relier à l'équation de Schrödinger I.9, il est possible de procéder à un développement en série de Taylor de la constante de propagation :

$$\begin{cases} \beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + (\omega - \omega_0) \beta_1 + \frac{1}{2} (\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6} (\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots & (\text{I.17a}) \\ \beta_k = \left( \frac{d^k \beta}{d\omega^k} \right)_{\omega=\omega_0} & (\text{I.17b}) \end{cases}$$

$\beta_1$  (ps.m<sup>-1</sup>) : inverse de la vitesse de groupe de l'impulsion.

$\beta_2$  (ps<sup>2</sup>.m<sup>-1</sup>) : dispersion de vitesse de groupe qui est définie comme la dérivée de  $\beta_1$  en fonction de la pulsation et prise en  $\omega_0$ .

$\beta_n$  (ps<sup>n</sup>.m<sup>-1</sup>) : dispersion d'ordre  $n$ .

Ce développement limité peut se poursuivre indéfiniment. Toutefois, pour des impulsions de l'ordre de la centaine de femtosecondes, les ordres de dispersion considérés se limitent à l'ordre 2 et 3<sup>1</sup>. L'impact des ordres supérieurs sur des impulsions aussi longues est très faible et peut être négligé. C'est pourquoi nous nous contenterons de décrire l'ordre 2 et 3 de la dispersion par la suite.

### Impact de la dispersion sur la forme temporelle de l'impulsion

Si nous reprenons l'équation I.9 et que nous la simplifions pour ne conserver que les termes liés à la dispersion, nous obtenons l'équation suivante :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = 0 \quad (\text{I.18})$$

Dont la solution peut s'écrire :

$$\tilde{A}(z, \omega) = \tilde{A}(0, \omega) \exp \left[ i \left( \frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 + \frac{1}{6} \beta_3 \omega^3 \right) z \right] \quad (\text{I.19})$$

Sous cette forme, on remarque que la dispersion ne modifie pas le spectre de l'impulsion. Il y a simplement apparition d'une phase spectrale, ce qui revient à introduire un déphasage entre les différentes composantes spectrales comme nous l'avons expliqué précédemment. La figure I.4 présente les effets de la dispersion jusqu'au troisième ordre sur une impulsion ayant une durée limitée par transformée de Fourier de 300 fs. Pour comprendre plus facilement les graphiques, il est intéressant d'introduire la notion de délai de groupe  $T(\omega)$  qui est assimilable au retard après

1. L'ordre 1 de la dispersion n'est pas non plus considéré car il ne cause qu'un décalage temporel de l'impulsion.

propagation dans le milieu dispersif d'une composante fréquentielle par rapport à la pulsation centrale  $\omega_0$ . On obtient ce délai en dérivant la phase acquise durant la propagation dans le milieu dispersif en fonction de la pulsation. En faisant cela on obtient les délais suivants pour les ordres de dispersion 2 et 3 :

$$\begin{cases} T(\omega) = \frac{\partial \psi}{\partial \omega}(\omega, t) & \text{(I.20a)} \\ T_2(\omega) = \beta_2 \omega & \text{(I.20b)} \\ T_3(\omega) = \frac{1}{2} \beta_3 \omega^2 & \text{(I.20c)} \end{cases}$$

Comme nous pouvons le voir dans la figure, la dispersion d'ordre 1 n'introduit pas de déphasage entre les différentes composantes spectrales mais seulement un décalage temporel de toute l'impulsion. L'impulsion commence à être déformée à partir de l'ordre 2. Dans ce cas, la dispersion ajoute une phase quadratique, ce qui revient à introduire un délai linéaire  $T_2(\omega)$  entre toutes les composantes spectrales. On parle souvent d'"impulsion étirée" pour désigner une impulsion ayant une phase purement quadratique. L'utilisation judicieuse de cette phase peut permettre de réaliser des lasers de plus fortes énergies comme nous le verrons par la suite [Strickland 85].

Compte tenu de ce décalage linéaire, on peut relier, dans le cas d'une impulsion ayant une forme gaussienne, la durée à mi-hauteur  $\Delta t_{out}$  de l'impulsion en sortie d'un milieu dispersif présentant une dispersion d'ordre 2  $\beta_2$  à la durée en entrée  $\Delta t_{in}$  par la relation :

$$\Delta t_{out} = \Delta t_{in} \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{\beta_2}{\Delta t_{in}^2}\right)^2} \quad \text{(I.21)}$$

Il est intéressant de noter la dépendance en  $\frac{1}{\Delta t_{in}}$  de la durée de sortie. Cela montre que plus la durée initiale de l'impulsion est courte (i.e. plus le spectre est large), plus cette impulsion est sensible à la dispersion. Cela sera important lors des travaux exposés dans ce manuscrit.

Les effets de la dispersion d'ordre 3, visibles sur la figure I.4, sont différents. Le délai  $T_3(\omega)$  est symétrique par rapport à la fréquence centrale. Cela signifie que les fréquences extrémales du spectre sont décalées du même délai. On observe donc des interférences sur le profil temporel (cf figure I.4 d).

Enfin, il est intéressant de noter que la dispersion est un phénomène totalement réversible, c'est-à-dire que la propagation dans un milieu optique tel que  $T'(\omega) = -T(\omega)$  permet de compenser totalement la dispersion et de retrouver le profil temporel exact de l'impulsion.

### 1.5 Non-linéarité d'ordre 3

Dans le paragraphe précédent, nous avons supposé que la susceptibilité d'un matériau ne présentait qu'une réponse linéaire au champ incident. Cela est vrai dans la plupart des applications de l'optique mais, dans le cas des impulsions femtosecondes présentant de très fortes intensités qui rendent anharmonique la réponse du matériau, la réponse non-linéaire ne peut plus être négligée. Le vecteur  $\mathbf{P}$  devient donc :

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad \text{(I.22)}$$

$\chi^{(1)}$  représente les effets linéaires qui s'appliquent à l'impulsion et décrit les effets de dispersion expliqués au paragraphe précédent. Les termes  $\chi^{(n>1)}$  sont des tenseurs d'ordre  $n + 1$  caractérisant la réponse non-linéaire du matériau.

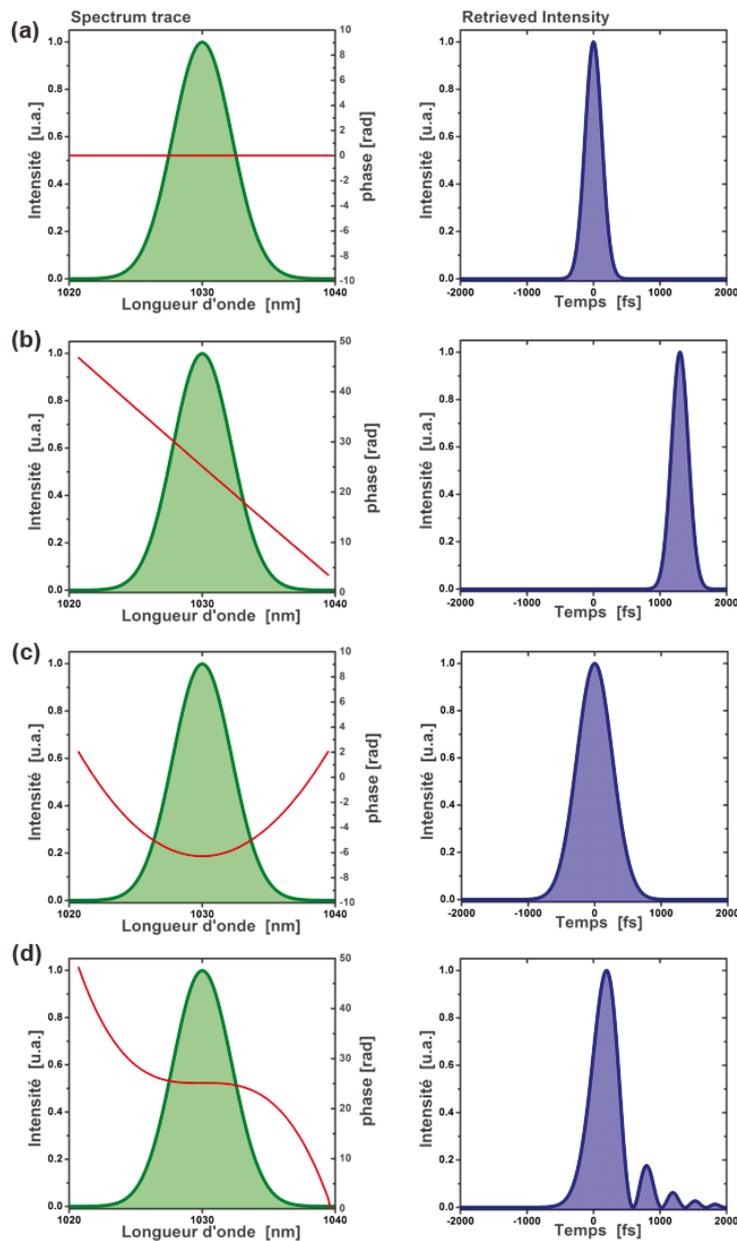


FIGURE I.4 – Impact des différents ordres de la dispersion sur la forme d'une impulsion de 300 fs centrée à 1030 nm. A gauche, spectre de l'impulsion et phase spectrale (en rouge). A droite Intensité temporelle. (a) Impulsion limitée par transformée de Fourier. (b) Ajout de l'ordre 1 de dispersion. (c) Ajout de la dispersion d'ordre 2. (d) Ajout de la dispersion d'ordre 3.

Les matériaux étudiés sont centro-symétriques. Cela se traduit sur la susceptibilité par des ordres pairs nuls, ie  $\chi^{(2n)} = 0$  avec  $n \in \mathbb{N}$ . Le premier ordre non-linéaire à considérer est donc l'ordre 3, majoritaire dans toutes les applications dans le régime des impulsions femtosecondes. Cet ordre est à l'origine de plusieurs effets (Effet Kerr, Effet Raman, Modulation de phase croisée...). Dans la suite du paragraphe nous décrivons les effets qui sont importants dans le cadre de cette thèse. Le premier effet est l'effet Kerr. Il a deux aspects : auto-modulation de phase et auto-focalisation. L'auto-modulation de phase est l'aspect spectral de l'effet Kerr et l'auto-focalisation son aspect spatial. Le deuxième effet est l'auto-raïdissement qui apparaît lors de la propagation d'impulsions de très courtes durées.

### 1.5.1 Effet Kerr

L'effet Kerr est une non-linéarité d'ordre 3 qui tire son origine de la dépendance à l'intensité  $I$  de l'impulsion incidente de l'indice optique  $n(\omega)$  du milieu. Cela résulte en l'apparition d'un indice non-linéaire  $n_2$ . L'indice optique devient dans ce cas :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (\text{I.23})$$

avec

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \Re(\chi^{(3)}) \quad (\text{I.24})$$

Le changement d'indice optique va avoir plusieurs conséquences décrites dans les paragraphes suivants. Dans le domaine spectral, il a pour conséquence un élargissement spectral. On l'appelle alors *auto-modulation de phase*. Dans le domaine spatial, il crée une lentille convergente ou divergente selon le signe de l'indice non-linéaire : c'est l'*auto-focalisation*.

#### Auto-modulation de phase

L'auto-modulation de phase est largement utilisée aujourd'hui afin de réduire la durée des impulsions en sortie de laser, comme nous le verrons dans la partie 3. Ce phénomène est observé pour la première fois par Shimizu en 1967 dans une cellule de DiSulfure de Carbone ( $CS_2$ ) [Shimizu 67]. Dès lors il a été très étudié, d'abord dans les cristaux [Alfano 70], puis dans les fibres optiques [Stolen 78]. L'auto-modulation de phase fait référence au déphasage auto-induit lors de la propagation d'une impulsion dans un milieu.

En négligeant tous les autres phénomènes physiques s'appliquant à une impulsion et en ne conservant que la contribution de l'auto-modulation de phase dans l'équation I.9, la solution s'écrit :

$$A(z, t) = A(0, t).e^{i\gamma P(z,t)z} \quad (\text{I.25})$$

où  $\gamma$  est le coefficient non-linéaire introduit à l'équation I.8 et défini ici par la relation :

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}} \quad (\text{I.26})$$

Avec cette solution, on remarque que dans le domaine temporel, seule la phase de l'impulsion est modifiée et le profil temporel reste identique. Cela se traduit par une modification de la forme et de la phase spectrales de l'impulsion. Pour voir l'évolution de la forme du spectre, il est intéressant d'étudier la variation instantanée de la fréquence  $\Omega(t)$ .

$$\Omega(t) = -\frac{\partial \varphi_{NL}}{\partial t} = \omega_0 + \gamma z \frac{\partial P(z, t)}{\partial t} = \omega_0 + \delta\omega \quad (\text{I.27})$$

L'augmentation de la largeur spectrale  $\delta\omega$  est donc régie par la forme temporelle de l'impulsion. Pour une impulsion limitée par transformée de Fourier, il est possible d'estimer la largeur spectrale après auto-modulation de phase en fonction du déphasage non-linéaire maximal  $\varphi_{max}$ , aussi appelé dans certains cas intégrale B et notée  $B$ , et de la largeur initiale du spectre  $\Delta\omega$  :

$$\delta\omega = 0.86 \Delta\omega_0 B \quad (\text{I.28})$$

L'intégrale B est définie par la relation :

$$B = \gamma \int_0^L P(z) dz \approx \frac{2\pi c n_2}{\lambda A_{eff}} I_{crete} L_{eff} \quad (\text{I.29})$$

L'aspect notable des spectres élargis par auto-modulation de phase est qu'ils présentent des modulations observables sur toute leur largeur. Ces modulations proviennent du fait que,

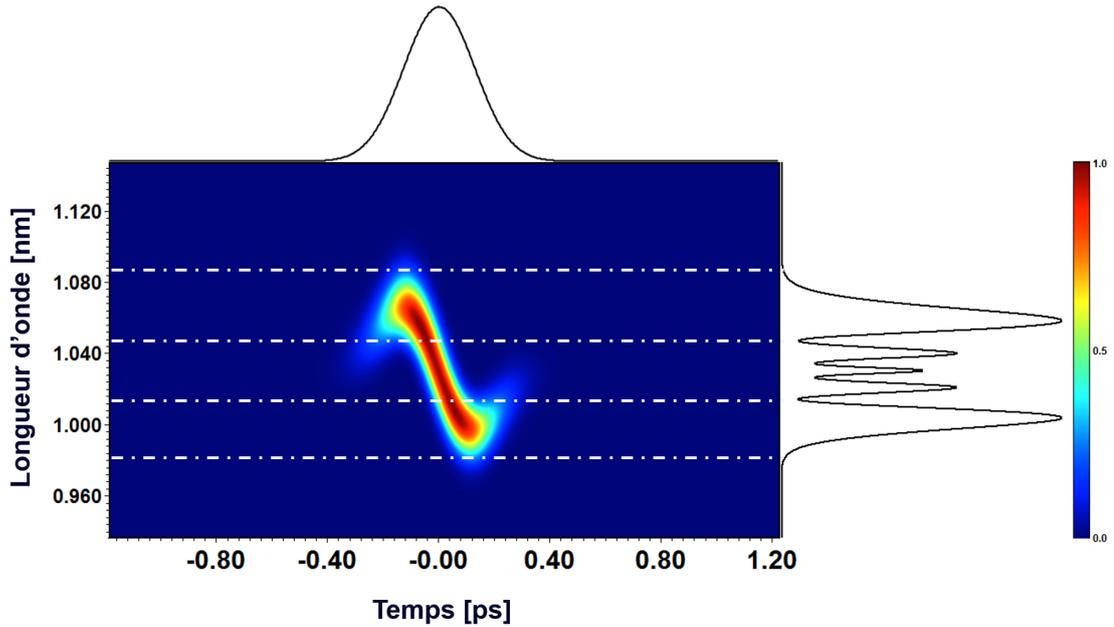


FIGURE I.5 – Spectrogramme d'une impulsion femtoseconde élargie par Auto-modulation de phase avec une intégrale B de 14.13 rad. Le spectrogramme est une représentation 2D du spectre et du contenu temporel de l'impulsion. En intégrant l'axe vertical, on obtient le profil temporel de l'impulsion et en intégrant l'axe horizontal le spectre. On peut ainsi voir qu'à chaque délai peut correspondre plusieurs longueurs d'onde, ce qui crée les interférences observées dans le spectre.

dans le cas d'une impulsion gaussienne, la variation instantanée de la fréquence crée une même composante spectrale à deux instants  $T$  différents, comme il est possible de le voir sur la figure I.5. On observe donc une interférence, destructive ou constructive selon le déphasage, qui résulte en l'apparition de pics dans le spectre [Shimizu 67].

Le nombre de pics, noté  $M$ , peut être relié à l'intégrale B réalisée (et donc au déphasage maximal). Cela permet d'estimer expérimentalement l'intégrale B réalisée.

$$\phi_{max} = (M - \frac{1}{2})\pi \quad (\text{I.30})$$

Dans l'exemple de la figure I.5, l'intégrale B est de 14.13 rad, soit  $\frac{9\pi}{2} rad$ , ce qui correspond selon la formule à 5 pics comme sur le spectre de la figure.

### Auto-focalisation

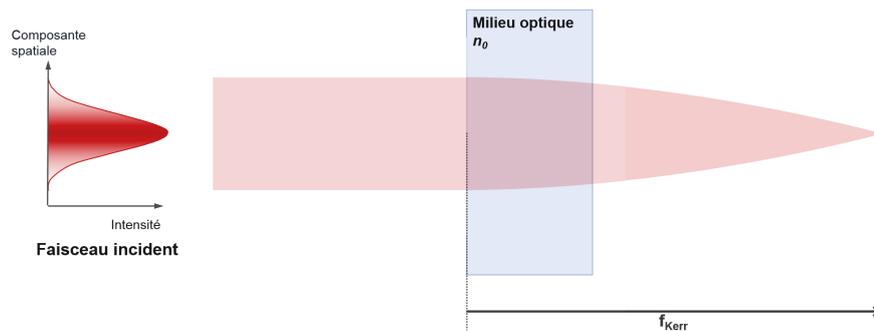
L'auto-focalisation est l'aspect spatial de l'effet Kerr. L'effet de la différence d'indice dans le milieu optique sur le faisceau peut aussi être vu d'un point spatial comme une lentille dite "de Kerr". En effet, si nous nous contentons d'une approche géométrique, l'indice optique, dans le cas d'un indice non-linéaire positif, est plus fort au centre que sur les bords, ce qui revient à transformer le milieu en lentille convergente pour le faisceau. Si cette lentille de Kerr devient trop importante, le faisceau va se focaliser dans le milieu et, si ce dernier devient trop petit, l'intensité va dépasser une valeur critique qui provoquera un phénomène destructif. C'est ce qu'on appelle "l'auto-focalisation". Ce phénomène survient lorsque la puissance-crête d'une impulsion dépasse une limite  $P_{crit}$  qui est définie, dans le cas d'un faisceau gaussien, par la relation :

$$P_{crit} = \frac{\lambda^2}{8n_0n_2} \quad (\text{I.31})$$

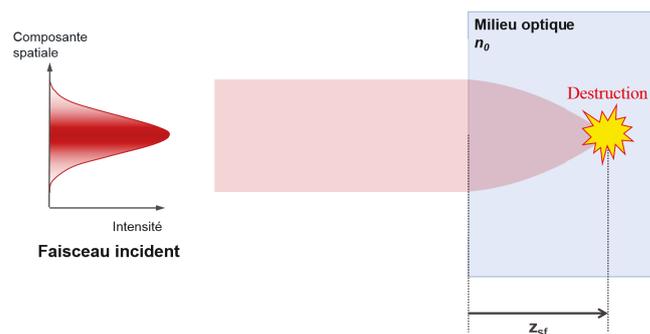
Dans le cas de la silice, pour une impulsion centrée à 1.03  $\mu\text{m}$ , cette puissance critique est de 4 MW. Cet ordre de grandeur est valable pour tous les types de verres. Les gaz à pression atmosphérique ont, quant à eux, une puissance critique de l'ordre du GW.

Matériau	$n_0$ @ 1030 nm	$n_2$ en $\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ @ 1030 nm	$P_{crit}$
Silice fondue	1.45	$2.6 \cdot 10^{-20}$	3.5 MW
Fluorure de Calcium ( $\text{CaF}_2$ )	1.4287	$1.9 \cdot 10^{-20}$	4.9 MW
Fluorure de Magnésium ( $\text{MgF}_2$ )	1.3735	$0.9 \cdot 10^{-20}$	10.7 MW
Air	1.00027408	$3 \cdot 10^{-23}$	4.42 GW
Argon	1.00026428	$0.97 \cdot 10^{-23}$	13.7 GW
Xenon	1.000674	$5 \cdot 10^{-23}$	2.65 GW

TABLE I.1 – Indice non-linéaire et puissance critique de certains matériaux à 1030 nm



(a) Focale Kerr



(b) Longueur d'auto-focalisation

FIGURE I.6 – Grandeurs caractéristiques pour le phénomène d'auto-focalisation. On parle de longueur d'auto-focalisation lorsque le faisceau s'effondre sur lui-même dans le milieu optique. La focale Kerr représente la focale de la lentille équivalente due à la propagation de l'impulsion dans le milieu sans effet destructif.

Afin de prévoir l'effet destructif, il faut prendre en compte un autre paramètre : la forte intensité crée en effet une lentille de Kerr mais cette lentille peut avoir une focale très longue. Si la longueur du matériau  $L$  est ainsi bien plus faible que la distance de focalisation  $z_{sf}$  alors on peut considérer que l'auto-focalisation ne détruira pas le milieu. Elle modifiera toutefois les propriétés géométriques du faisceau (taille et divergence). La focale Kerr, notée  $f_{Kerr}$  et la

longueur de focalisation sont définies par les relations :

$$\begin{cases} f_{Kerr} = \frac{\pi w^4}{4n_2 d P_{crite}} & (I.32a) \\ z_{sf} = \frac{2n_0 w^2}{\lambda} \frac{1}{\sqrt{\frac{P_{crite}}{P_{crit}} - 1}} & (I.32b) \end{cases}$$

Illustrons le propos avec un exemple : un faisceau de 1 mm de diamètre, ayant une puissance-crête de 35 MW (dix fois supérieure à la puissance critique du milieu), traverse une lame de silice fondue de 1 mm. La distance de focalisation est dans ce cas de 23.5 cm, bien supérieure à la longueur du milieu. Dans ce cas, il n'y a pas de destruction du milieu. Cependant la divergence du faisceau est modifiée. Il est donc nécessaire de prendre en compte l'auto-focalisation dans le dimensionnement des systèmes optiques car elle peut avoir un fort impact sur la taille et la divergence des faisceaux dans le système.

### 1.5.2 Auto-raïdissement

L'auto-raïdissement (ou Self-steepening en anglais) est un effet non-linéaire du troisième ordre qui provient de la variation de la vitesse de groupe entre les pieds de l'impulsion et son maximum. Le terme lié à l'auto-raïdissement dans l'équation I.8 est  $-\frac{\gamma}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A)$ . La partie la plus intense de l'impulsion est ralentie par l'augmentation de l'indice optique. On observe donc un raïdissement du front arrière de l'impulsion, ce qui se traduit spectralement par un élargissement spectral plus important sur les basses longueurs d'onde que sur les hautes. L'auto-raïdissement crée une asymétrie dans le spectre, ce qui a pour conséquence un déplacement vers les basses longueurs d'onde du barycentre du spectre.

La figure I.7 montre l'impact de l'auto-raïdissement sur les profils temporel et spectral. On voit clairement le front droit de l'impulsion se raidir temporellement, ce qui se traduit sur le spectre par une dissymétrisation.

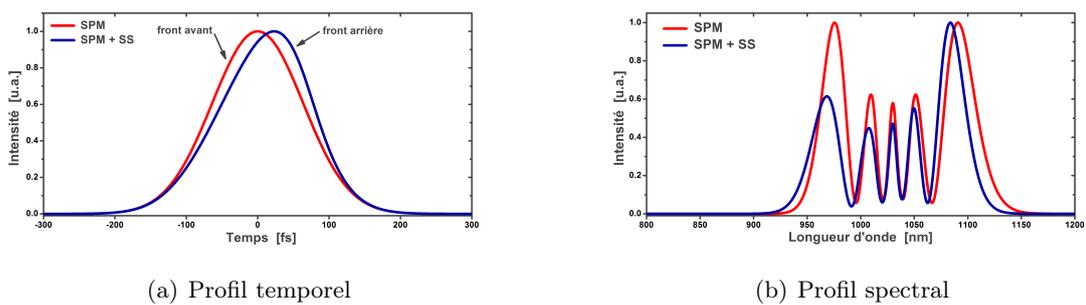


FIGURE I.7 – Comparaison du profil temporel et spectral d'une impulsion de 150 fs et  $300\mu J$  en présence d'auto-modulation de phase (courbe rouge) et d'auto-modulation de phase et d'auto-raïdissement (courbe bleue). L'intégrale B est fixée dans les deux cas à 15 rad. SPM : Auto-modulation de phase. SPM + SS : Auto-modulation de phase et auto-raïdissement.

Cet effet peut devenir catastrophique lorsque le raïdissement est trop important. En effet, plus le front se raidit, plus sa dérivée devient importante. Lorsque la dérivée devient infinie, des longueurs d'onde très éloignées apparaissent par auto-modulation de phase. C'est un phénomène de choc optique. L'impulsion s'étale temporellement du fait de son très large spectre. L'auto-raïdissement est d'autant plus sensible que la durée d'impulsion initiale est courte. Ainsi pour des durées d'impulsion supérieures à la centaine de femtoseconde il est négligeable.

## 1.6 Équilibre entre la dispersion et les effets non-linéaire

Nous avons étudié les effets de la dispersion et de l'auto-modulation de phase séparément dans les parties précédentes. Nous nous intéressons ici à leur effet conjoint. En effet, le phénomène d'auto-modulation de phase est fortement dépendant de la puissance-crête et, comme nous l'avons vu, la dispersion influe sur le profil temporel et sur la puissance-crête et donc sur l'auto-modulation de phase. L'équation de Schrödinger s'exprime dans ce cas :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = i\gamma|A|^2 A \quad (\text{I.33})$$

Il est possible de définir deux longueurs caractéristiques, la longueur de dispersion  $L_D$  et la longueur non-linéaire  $L_{NL}$ , qui représentent la longueur à partir de laquelle les effets de dispersion et d'auto-modulation de phase deviennent significatifs.

$$\left\{ \begin{array}{l} L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \\ L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \end{array} \right. \quad (\text{I.34a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \\ L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} \end{array} \right. \quad (\text{I.34b})$$

On peut définir un paramètre  $N$  qui marque l'importance relative des effets dispersifs par rapport aux effets non-linéaires :

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (\text{I.35})$$

Lorsque  $N \gg 1$ , l'évolution de l'impulsion est régie par les effets non-linéaires. A contrario, lorsque  $N \ll 1$ , ce sont les effets dispersifs qui prédominent. Dans ces cas là, on peut négliger les effets minoritaires. En revanche, lorsque  $N \simeq 1$ , l'auto-modulation de phase et la dispersion jouent un rôle équivalent.

Ces effets combinés de non-linéarité et de dispersion peuvent être utilisés pour plusieurs applications : en amplification, il est possible de réaliser des amplificateurs dits "paraboliques" qui permettent d'obtenir des durées d'impulsion très courtes en sortie d'amplificateur (ces amplificateurs seront décrits par la suite) ; en sortie d'amplificateur, il est possible en mettant une impulsion en présence d'auto-modulation de phase et de dispersion négative de réaliser de l'auto-compression.

## 2 Amplification d'impulsion femtoseconde

Dans cette section, nous expliquerons les différentes manières d'amplifier une impulsion femtoseconde afin d'obtenir des impulsions énergétiques ( $E > 100 \mu\text{J}$ ) avec des durées de l'ordre de quelques centaines de femtosecondes. Nous commencerons par décrire l'amplificateur parabolique qui permet d'obtenir des impulsions très courtes mais peu énergétiques, puis nous décrirons la manière d'amplifier fortement les impulsions, tout en conservant le plus de bande spectrale. Nous nous concentrerons sur les fibres dopées Ytterbium qui sont les amplificateurs que nous utiliserons expérimentalement par la suite.

### 2.1 Propriétés de l'Ytterbium dans les fibres optiques

L'Ytterbium est un dopant qui a rapidement été utilisé pour les applications lasers. La première démonstration expérimentale a eu lieu en 1962 par Etzel [Etzel 62] dans un barreau de silice dopée à l'Ytterbium et pompé par flash. Il faut toutefois attendre le développement des diodes lasers de fortes puissances autour de 950 nm pour voir véritablement émerger les lasers à Ytterbium [Fan 88] et à partir de 1990 pour voir les premiers lasers à fibres [Hanna 90].

L'Ytterbium présente plusieurs avantages pour les lasers :

- Le pompage à 980 nm permet d'avoir un défaut quantique inférieur à 10 % <sup>1</sup>. Cela permet de réduire la charge thermique à évacuer dans les lasers et ainsi d'augmenter leur puissance moyenne. Dans cette optique l'Ytterbium fait un très bon candidat pour réaliser des lasers de classe kilowatt [Negel 15, Müller 16, Russbuedt 10].
- Sa structure spectroscopique simple permet d'éviter des effets parasites pouvant diminuer l'efficacité du laser.
- Sa bande de gain est suffisamment large pour supporter des impulsions d'une centaine de femtosecondes environ [Paschotta 97b].
- Son temps de vie dans l'état excité, relativement long (de l'ordre de la milliseconde) favorise le fonctionnement en Q-switch.

La figure I.8 montre les sections efficaces d'absorption et d'émission de l'ytterbium dans une matrice de silice. Dans cette configuration il est possible de pomper le milieu à 915 nm et 980 nm. Généralement dans le cas des fibres la longueur d'onde de 980 nm est privilégiée. La section efficace d'émission présente une large bande entre 1000 et 1100 nm, piquée autour de 1030 nm. En théorie il est donc possible de générer des spectres ayant des composantes spectrales sur toute cette gamme de longueur d'onde. Ainsi, il est possible de trouver des lasers fibrés Ytterbium émettant autour de 1070 nm [Okhotnikov 03, Limpert 03b]. Cela permettrait de générer des impulsions très courtes mais le fort gain va réduire la largeur spectrale de l'impulsion sur une bande d'une vingtaine de nanomètre autour de 1030 nm et limiter sa durée, comme nous le verrons par la suite.

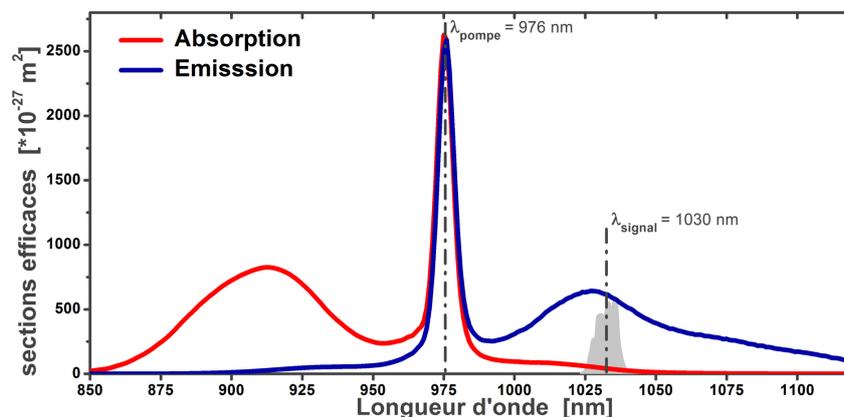


FIGURE I.8 – Sections efficaces d'absorption (en rouge) et d'émission (en bleu) de l'Ytterbium dans une matrice de silice. En gris un spectre typique de laser à fibre dopée Ytterbium.

## 2.2 Amplificateur parabolique

L'amplification parabolique permet de dépasser la limitation de la largeur spectrale imposée par la bande de gain. La première démonstration expérimentale a été faite par Fermann *et al* en 2000 et a permis de générer dans des fibres dopées ytterbium des impulsions présentant une durée limitée par transformée de Fourier de 30 fs [Fermann 00]. Afin de réaliser un amplificateur parabolique, il est nécessaire de jouer sur trois effets : l'amplification, la dispersion et l'auto-modulation de phase. Alors que dans les amplificateurs classiques, on limite les effets non-linéaires, notamment en étirant l'impulsion, afin de maintenir l'intégrité de l'impulsion lors de l'amplification, ils sont utilisés pour élargir le spectre dans cette technique d'amplification. Les effets dispersifs permettent de lisser le spectre et d'éviter la fission des impulsions (optical wave

1. Le défaut quantique est défini comme :  $\eta = 1 - \frac{\text{Longueur d'onde d'émission}}{\text{Longueur d'onde de pompage}}$

breaking en anglais) [Anderson 93] et permettent de comprimer facilement l'impulsion. Il est possible de décrire ce phénomène avec l'équation de Schrödinger :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{g}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (\text{I.36})$$

Cette équation admet une solution analytique de la forme

$$A(z, t) = A_p(z, t) e^{i\phi_p(z, t)} \sqrt{1 - \frac{t^2}{T_p^2(z)}} \quad (\text{I.37})$$

pour  $|t| < T_p^2(z)$ . Les paramètres  $A_p$ ,  $\phi_p$  et  $T_p$  sont définis selon des caractéristiques propres à la fibre amplificatrice [Agrawal 13] :

$$\left\{ \begin{array}{l} A_p = \frac{1}{2} (gE_0)^{1/3} \left( \frac{\gamma\beta_2}{2} \right)^{-1/6} e^{\frac{gz}{3}} \\ \phi_p = \phi_0 + \left( \frac{3\gamma}{2g} \right) A_p^2(z) - \left( \frac{g}{6\beta_2} \right) t^2 \\ T_p = 6g^{-1} \left( \frac{\gamma\beta_2}{2} \right)^{1/2} A_p(z) \end{array} \right. \quad (\text{I.38a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_p = \phi_0 + \left( \frac{3\gamma}{2g} \right) A_p^2(z) - \left( \frac{g}{6\beta_2} \right) t^2 \end{array} \right. \quad (\text{I.38b})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_p = 6g^{-1} \left( \frac{\gamma\beta_2}{2} \right)^{1/2} A_p(z) \end{array} \right. \quad (\text{I.38c})$$

où  $E_0$  est l'énergie en entrée d'amplificateur.

On déduit de ces trois paramètres plusieurs propriétés remarquables des amplificateurs paraboliques :

- Les paramètres d'entrée n'influent pas sur l'apparition du régime parabolique. Toute impulsion peut converger vers ce régime si le gain est suffisamment important. Il n'y a que l'énergie et la durée initiales qui peuvent influencer sur la vitesse de convergence.
- La phase acquise a une dépendance temporelle quadratique dans l'équation I.38b, ce qui signifie que les impulsions amplifiées présentent une dérive de fréquence linéaire facilement compressible à l'aide d'une ligne à dispersion classique
- Après convergence, la durée de l'impulsion  $T_p(z)$  augmente linéairement avec l'amplitude  $A_p(z)$  (I.38c), entraînant un comportement dit auto-similaire dans la mesure où l'impulsion maintient par la suite sa forme parabolique pour toute position  $z$  dans la fibre.

La convergence vers le régime parabolique peut se faire de manière plus ou moins rapide selon l'énergie et la durée de l'impulsion initiale. Si la puissance-crête est trop faible (ie, l'énergie est faible ou la durée est longue) alors les effets dispersifs vont être majoritaires et il faut attendre que l'impulsion soit suffisamment amplifiée pour que les effets dispersifs soient contrebalancés par les effets non-linéaires. A l'inverse si la puissance-crête est trop importante (ie l'énergie est forte ou la durée courte), ce sont d'abord les effets non-linéaires qui prédominent. Lorsque les effets dispersifs et non-linéaires sont bien dosés, la convergence est la plus rapide. Il est donc possible de trouver des paramètres optimaux pour faire converger l'impulsion le plus rapidement [Fermann 00, Finot 06]. Ainsi à  $E_{in}$  constant, on peut définir une durée optimale  $T_{in}^{opt}$  :

$$T_{in}^{opt} = 3\sqrt{2} \left( \frac{E_{in}\beta_2\gamma}{2g^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (\text{I.39})$$

De même, pour une durée  $T_{in}$ , il est possible de définir une énergie optimale  $E_{in}^{opt}$  :

$$E_{in}^{opt} = \frac{2g^2}{3\sqrt[3]{2}\beta_2\gamma} T_{in}^3 \quad (\text{I.40})$$

La figure I.9 montre l'évolution de la durée et de l'énergie initiale optimale en fonction du gain linéique. On voit que la convergence est plus rapide pour des impulsions présentant de fortes énergies ou de faibles durées à gain constant.

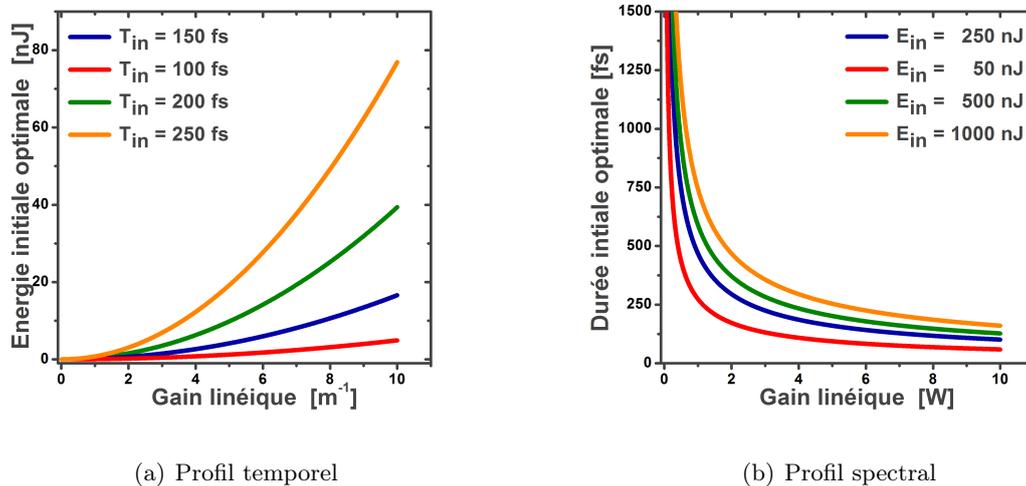


FIGURE I.9 – Énergie initiale (b) et Durée (a) optimale calculées selon les formules des équations I.39 et I.40 avec des durées variant de 100 à 250  $fs$  et une énergie initiale variant de 50 à 1000  $nJ$  correspondant à ce qui est atteignable avec un oscillateur fibré dopé Ytterbium utilisant de la fibre monomode.

Si, comme nous l'avons vu dans ce paragraphe, l'amplificateur parabolique permet de réduire la limite de Fourier des impulsions tout en les amplifiant, il présente aussi des limites physiques importantes qui ne permettent pas d'utiliser cette technique pour amplifier fortement les impulsions. Premièrement, l'auto-focalisation est toujours présente dans les fibres et ne permet pas d'obtenir des impulsions très énergétiques. Ensuite, la qualité de compression se dégrade à mesure que le spectre s'élargit parce que la sensibilité aux ordres supérieurs de la phase devient de plus en plus importante. Ainsi, le profil de phase parabolique peut être perturbé et la dérive de fréquence linéaire ne peut plus être compensée par un compresseur simple. Des techniques existent pour dépasser cette limite, notamment une architecture hybride alliant un compresseur à réseau et un prisme appelé *grism* (contraction de *grating* et *prism* par réseau et prisme en anglais) qui permet de contrôler le troisième ordre de dispersion  $\beta_3$  et notamment son signe [Zaouter 07]. Enfin la bande de gain de l'amplificateur est finie et bien que cela ne soit pas un frein pour la génération de spectres très larges dans la mesure où la largeur spectrale est principalement dépendante des non-linéarités (c'est-à-dire de l'auto-modulation de phase), cela a pour conséquence de déformer les spectres l'excédant. C'est pourquoi la bande de gain impose une dissymétrie qui fait perdre au spectre son profil parabolique et ainsi déformer la phase spectrale introduite. Ce phénomène a néanmoins été utilisé pour compenser les ordres de phases supérieurs que nous avons évoqué précédemment [Papadopoulos 07].

En prenant en compte toutes ces limitations, les meilleures performances ont été obtenues dans des fibres de type barreau et ont permis la production d'impulsions de 1.5  $\mu J$  et de durée inférieure à 100  $fs$  [Zaouter 08b, Liu 15]. L'énergie dans ces montages est ainsi limitée au microJoule. Des dispositifs spatio-temporels, tels que la division temporelle d'impulsion ou bien des boucles de Sagnac permettent d'augmenter la limite en énergie à la dizaine de microJoule [Danialt 12b]. Ces énergies restent néanmoins un ordre de grandeur en dessous de ce qu'il est possible d'extraire d'un amplificateur ne fonctionnant pas en régime parabolique

comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

### 2.3 Amplification d'impulsions courtes dans des fibres à large aire modale

L'amplification d'impulsion femtoseconde dans des fibres monomodes est rapidement limitée par les effets non-linéaires qui apparaissent lorsque la puissance-crête des impulsions devient trop importante ( $E > 1 \mu\text{J}$ ) et qui déforment temporellement et spectralement l'impulsion. Afin de s'affranchir de tous les effets parasites (auto-focalisation, auto-modulation...), on souhaite donc limiter l'intégrale B lors de l'amplification des impulsions. Pour cela on dispose de plusieurs pistes :

- Réduire la puissance-crête des impulsions
- Augmenter le diamètre des fibres amplificatrices afin de réduire le facteur  $\gamma$
- Optimiser la longueur des amplificateurs afin de minimiser la distance de propagation

Cela se traduit expérimentalement par deux solutions :

- Utiliser la technique d'Amplification à Dérive de Fréquence (ou CPA : *Chirped Pulse Amplification*) décrite par [Strickland 85].
- Utiliser les fibres présentant les plus larges aires modales : les fibres barreaux qui sont des fibres qui doivent être maintenues droites afin de conserver leur propriété de guidage.

#### 2.3.1 Amplification à dérive de fréquence

L'amplification à dérive de fréquence est la rupture technologique qui a permis le développement des solutions fibrées de fortes énergies ( $E > 1 \mu\text{J}$ ) dans le domaine femtoseconde. Cette technique est d'abord apparue dans le domaine des radars [Cook 60] et a ensuite été adaptée au domaine de l'optique [Strickland 85].

#### Principe

Le principe de cette technique est de diminuer fortement la puissance-crête d'une impulsion en étalant temporellement les différentes composantes spectrales de l'impulsion avant amplification. La figure I.10 détaille le principe de cette technique. En premier lieu, une impulsion est étirée temporellement grâce à un dispositif présentant une dispersion positive d'ordre 2. Son énergie est conservée aux pertes près du système d'étirement et sa puissance-crête est alors diminuée d'un facteur équivalent au facteur d'étirement. L'impulsion est ensuite envoyée dans un ou plusieurs étages d'amplification. L'énergie maximale  $E_{max}$  pouvant être extraite de ce milieu est augmentée de la même valeur que le facteur d'étirement. Enfin, après le milieu amplificateur, l'impulsion est comprimée à l'aide d'un système dispersif introduisant une dispersion négative égale à la dispersion introduite par le système d'étirement. Cela permet de retrouver la durée initiale de l'impulsion tout en augmentant l'énergie, et donc la puissance-crête, bien au dessus de ce qu'aurait permis le milieu amplificateur.

Le signe de la dispersion de l'étireur est ajusté afin de s'adapter au signe de la dispersion du milieu amplificateur et ce pour plusieurs raisons :

- l'impulsion étirée se propageant dans un milieu avec une phase de signe opposée à la sienne se comprime au cours de la propagation. Au delà de l'augmentation de puissance-crête due à l'amplification, on observe donc une augmentation due à la recompression de l'impulsion avant le système dispersif de compression. On augmente donc artificiellement les effets non-linéaires parasites et on diminue d'autant l'énergie extractible avant de risquer d'endommager le milieu amplificateur.
- l'impulsion présentant une dérive de fréquence avec un signe opposé, il est possible que le processus d'auto-modulation de phase compense cette dérive de fréquence. L'impulsion entre alors dans un régime dit *de compression spectrale* [Washburn 00] et le spectre diminue au cours de sa propagation, ce qui a pour conséquence d'augmenter la durée

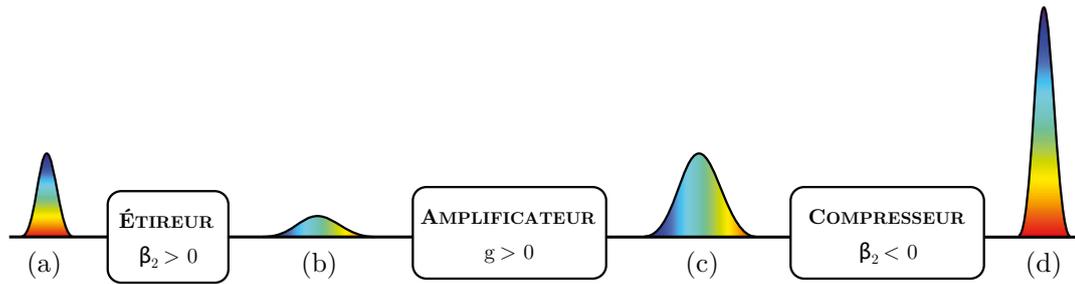


FIGURE I.10 – Principe de l'amplification à dérive de fréquence. Une impulsion courte de faible énergie (a) est étirée temporellement (b) puis amplifiée (c). Un compresseur introduit la dispersion opposée à celle de l'étireur pour générer une impulsion à la fois courte et de haute énergie (d). D'après [Morin 10].

d'impulsion.

Lorsque l'impulsion est fortement étirée, le domaine spectral et le domaine temporel sont liés. En effet, la dérive de fréquence  $T(\omega)$  introduite par l'étireur induit un délai temporel entre les diverses composantes spectrales qu'il est possible de distinguer dans le domaine temporel [Daniault 12a, Galvanauskas 09]. La forme temporelle devient donc simplement une copie de la forme spectrale, comme illustré dans la figure suivante :

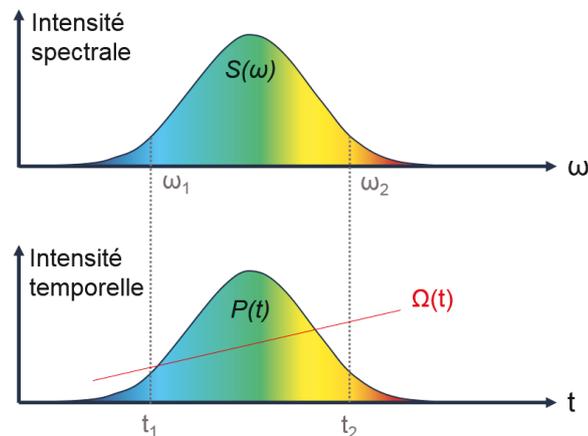


FIGURE I.11 – La forme spectrale et la forme temporelle sont équivalentes dans un régime fortement étiré.

Comme nous l'avons vu dans les paragraphes précédents, les non-linéarités peuvent introduire des ordres de phase qui dégradent la qualité temporelle de l'impulsion. Il est donc nécessaire d'ajuster au mieux l'étireur et le compresseur afin d'obtenir la durée la plus courte et la meilleure qualité temporelle possible.

### 2.3.2 Couple étireur-compresseur

L'apparition des compresseurs à prismes ou à réseaux est quasiment concomitante à l'apparition du laser. Les premiers compresseurs à dispersion négative étudiés sont ainsi apparus dès la fin des années 1960 [Treacy 68, Treacy 69, Martinez 84]. Les premières expériences utilisaient des fibres à dispersion positive de très grande longueur ( $L \approx 1$  km) comme étireur afin de réaliser des sources autour de  $1 \mu\text{m}$  [Strickland 85]. Rapidement, de nouveaux montages ont été proposés pour introduire un délai plus important en utilisant des réseaux ou bien des fibres

gravées à l'aide d'un réseau (nommée CFBG pour Chirped Fiber Bragg Grating) [Ouellette 87]. La figure I.12 présente le schéma d'un couplé étireur-compresseur à réseaux utilisé pour amplifier fortement des impulsions.

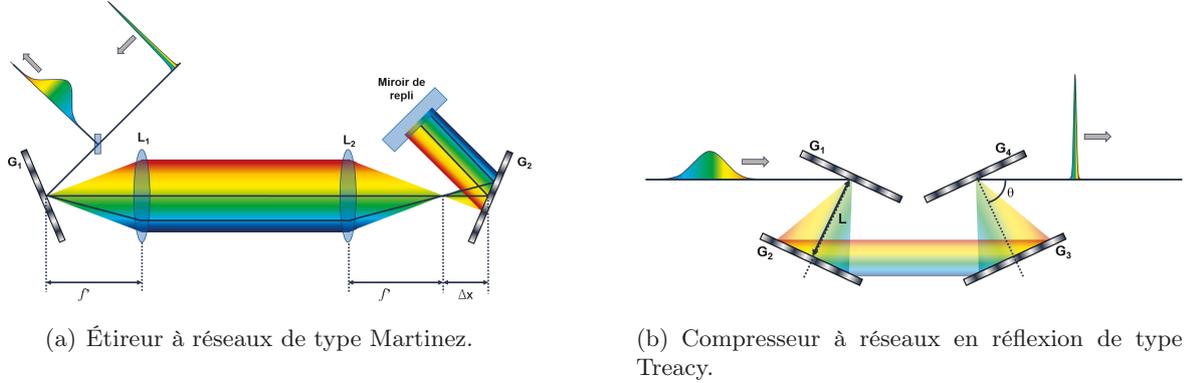


FIGURE I.12 – Couplé étireur-compresseur à réseaux

L'étireur introduit de la dispersion positive afin d'éviter le régime de compression spectrale évoqué précédemment qui dépend de la distance entre le second réseau  $G_2$  et le foyer de la lentille  $L_2$   $\Delta x$ .

Le compresseur se compose de quatre réseaux. Expérimentalement, pour des raisons de coût, de compacité et d'efficacité, le schéma du compresseur peut-être réduit à un schéma à un réseau avec l'aide de deux rétro-rélecteurs permettant de replier le faisceau autour du réseau. Cela permet d'éviter notamment une baisse d'efficacité due à des réseaux qui ne sont pas tout à fait similaires. Les dispersions d'ordre 2 et d'ordre 3 d'un compresseur à réseaux peuvent être calculées en fonction de la densité de traits  $d$  des réseaux, de l'angle à la normale  $\theta$  du faisceau diffracté et de la distance  $L$  entre les deux réseaux [Walmsley 01] :

$$\begin{cases} \varphi_2 = \beta_2 L = \frac{-\lambda^3 d^2 L}{2\pi c^2 \cos^3 \theta} & \text{(I.41a)} \\ \varphi_3 = \beta_3 L = \frac{3\lambda^4 d^2 L}{4\pi^2 c^3 \cos^3 \theta} \left(1 + \frac{\lambda d \sin \theta}{\cos^2 \theta}\right) & \text{(I.41b)} \end{cases}$$

L'angle  $\theta$  est généralement fixé à l'angle de Littrow dans les réseaux afin de maximiser l'efficacité de diffraction du réseau. Cet angle est défini par la relation de l'équation (I.42).

$$\theta_{Littrow} = \arcsin \frac{\lambda d}{2} \quad \text{(I.42)}$$

Dans cette configuration de système d'étirement et de compression, l'utilisation de mêmes réseaux permet en théorie une compensation parfaite des différents ordres de dispersion et une recompression optimale de l'impulsion. Dans les lasers à fibre dopée ytterbium de forte énergie, l'utilisation d'un étireur à fibre de type CFBG est privilégiée dans le cas où l'injecteur de l'amplificateur de puissance est fibré. Dans le cas des lasers femtoseconde de forte énergie, le compresseur, quant à lui, est systématiquement un compresseur à réseau.

### 2.3.3 Impact des effets non-linéaires sur la qualité de compression

Même si l'amplification à dérive de fréquence diminue fortement la puissance-crête de l'impulsion, il n'est pas possible de négliger les effets non-linéaires. En effet, on accompagne la diminution de la puissance-crête d'un facteur  $N$  dû à la dérive de fréquence par une augmentation de l'énergie extraite de ce même facteur. Cela revient, *in fine*, à avoir une puissance-crête suffisante pour que l'impulsion reste sensible à l'auto-modulation de phase. De plus, cet effet est renforcé par l'utilisation d'amplificateurs à fibre pour deux raisons : le laser est concentré

dans une faible aire géométrique ; et la longueur de propagation dans le milieu est grande (une fibre amplificatrice a une longueur généralement supérieure au mètre).

Dans un régime d'amplification à dérive de fréquence les longueurs d'onde sont étalées temporellement et l'enveloppe de l'impulsion est très largement étirée. Ainsi, comme l'excursion non-linéaire  $\delta\omega$  dépend de la dérivée de l'enveloppe en fonction du temps, les effets non-linéaires ont un impact beaucoup plus faible sur la forme du spectre de l'impulsion, jusqu'à devenir quasiment négligeable. Néanmoins, l'impulsion acquiert toujours une phase non-linéaire qui peut dégrader la qualité temporelle de l'impulsion, ce qui entraîne une diminution de la puissance-crête et une dilution de l'énergie dans les pieds de l'impulsion [Zaouter 08a], comme le montre la figure I.13 issue de [Guichard 16a].

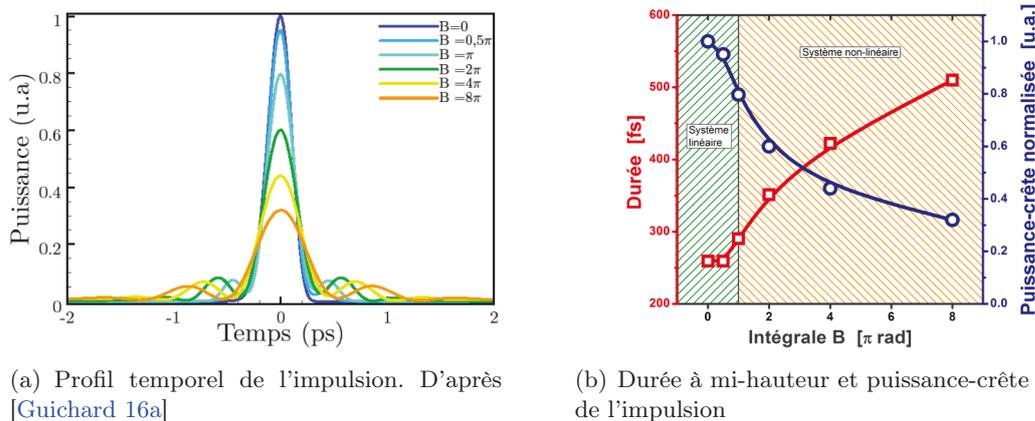


FIGURE I.13 – Effet de l'auto-modulation de phase sur le profil temporel d'une impulsion gaussienne recomprimée. Cette impulsion ayant un spectre limité par transformée de Fourier de 250 fs est étirée à 600 ps. Dans chaque cas, la compression est optimisée en touchant au tirage du compresseur accordé à l'étireur pour obtenir la durée la plus courte.

La figure I.13(b) permet de voir que l'auto-modulation de phase a un fort impact sur la durée de l'impulsion et sur sa puissance-crête. Ainsi on observe une diminution de 70% de la puissance-crête pour une intégrale B de  $8\pi$  rad et un doublement de la durée à mi-hauteur de l'impulsion. Il est aussi possible de voir que l'intégrale B ne commence à dégrader la qualité temporelle d'une impulsion que lorsqu'elle dépasse  $\pi$  rad. C'est pourquoi il est souvent admis qu'un système est non-linéaire lorsque l'intégrale B produite lors de l'amplification est supérieure à cette valeur. Il existe toutefois des moyens de gérer la phase non-linéaire acquise par l'impulsion en utilisant deux méthodes :

- **Le couple étireur-compresseur désaccordé** : Afin de compenser la phase résiduelle, on introduit volontairement un désaccord entre la phase introduite par l'étireur et celle introduite par le compresseur. Il est ainsi possible de compenser tout ou partie de la phase non-linéaire accumulée pendant l'amplification. [Zaouter 08a]. La qualité temporelle de l'impulsion n'est néanmoins optimisée que pour un seul niveau d'énergie avec cette technique. Il faudra ré-ajuster avec le désaccord entre l'étireur et le compresseur lorsqu'on change le gain d'amplification. L'utilisation de cette technique a permis de démontrer la génération d'impulsion de 270 fs et de 100  $\mu$ J présentant une intégrale B de plus de 6 rad avec une bonne qualité temporelle et une durée proche de la limite de Fourier [Zaouter ].
- **La compensation active de la phase non-linéaire** : Il est possible de compenser la phase non-linéaire de manière active en utilisant un système qui introduit une dispersion contrôlée. Il est possible d'utiliser deux types d'appareils pour cela qui sont présentés à

la figure I.14. Le premier est le filtre acousto-optique programmable (ou AOPDF pour Acoust-Optic Programmable Dispersive Filter en anglais). Ce filtre a été inventé par P. Tournois en 1997 [Tournois 97]. Il repose sur l'interaction entre une onde acoustique polychromatique et un cristal biréfringent. Cette solution est utilisée principalement dans les chaînes de fortes énergies basses cadences ( $f_{rep} < 10$  kHz) parce qu'elle est limitée en taux de répétition. Le deuxième est le filtre à cristaux liquides. L'idée est de disperser les différentes longueurs d'onde du spectre à l'aide d'un réseau puis de placer un modulateur spatial de lumière à base de cristaux liquides dans le faisceau. Il est alors possible de jouer sur la phase et sur l'amplitude de chaque longueur d'onde selon l'orientation des cristaux de la matrice. On utilise un deuxième réseau pour réaliser une ligne à dispersion nulle pour recombinaison spatialement les différentes longueurs d'onde du spectre. Cette technique peut aussi permettre de moduler le spectre comme nous allons le voir dans la partie suivante.

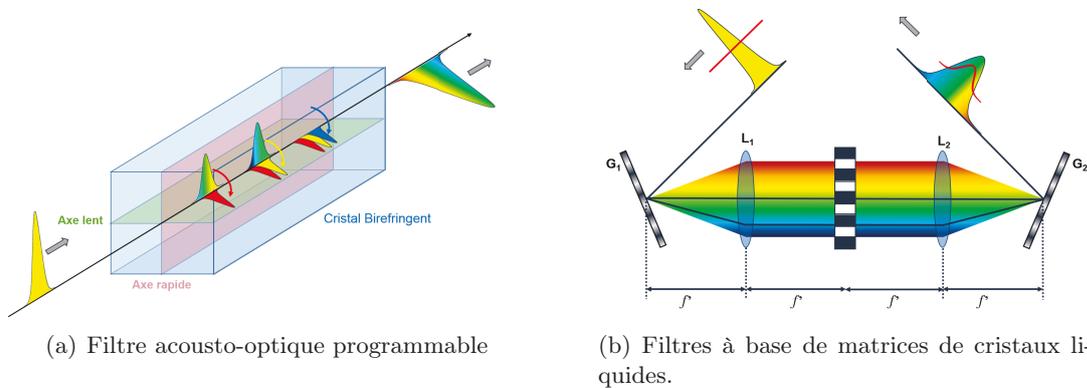


FIGURE I.14 – Principe des différentes techniques de compensation active de la phase

Bien que ces techniques fonctionnent, il est préférable de les utiliser en dernier recours car elles peuvent être coûteuses et complexes à mettre en place. C'est pourquoi il est important d'optimiser au maximum la géométrie des milieux amplificateurs afin de pouvoir extraire le plus d'énergie avec la meilleure qualité temporelle possible. Ainsi, nous allons voir dans la section suivante comment il est possible de minimiser l'intégrale B produite lors de l'amplification dans une fibre dopée en optimisant la géométrie du milieu amplificateur.

### 2.3.4 Fibre à large aire modale dopée à l'ytterbium

La géométrie permettant la montée en cadence la plus facile est la fibre. C'est le milieu présentant le meilleur rapport surface-volume, ce qui permet un refroidissement efficace du milieu. Toutefois, à cause de son fort confinement, c'est aussi le milieu le plus sensible aux non-linéarités<sup>1</sup>. Un grand effort a été mené afin d'augmenter la taille du coeur et ainsi de diminuer l'intégrale B générée. Cela a permis in fine d'augmenter l'énergie en sortie d'amplificateur.

L'augmentation de la taille du coeur pose néanmoins problème. En effet, pour qu'un guide soit monomode, il doit satisfaire l'inégalité I.43 [Agrawal 13] :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{coeur}^2 - n_{gaine}^2} < 2.405 \quad (\text{I.43})$$

Où  $V$  est la fréquence normalisée et  $a$  le rayon du coeur de la fibre.

1. Une fibre amplificatrice monomode standard à 1030 nm a un diamètre de mode de  $7.5\mu\text{m}$ , limitant ainsi l'énergie maximale à le microJoule.

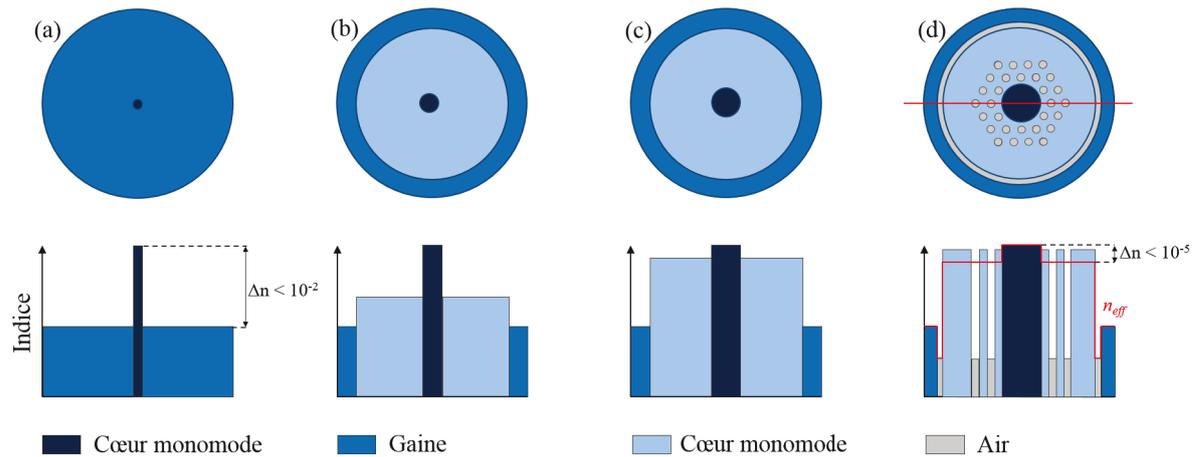


FIGURE I.15 – Fibre monomode (a), à double gaine (b), à large aire modale (c) et microstructurée (d).

Cela signifie que plus le coeur est gros, plus la différence d'indice, ou contraste  $\Delta n$ , entre le coeur et la gaine est faible. Or, à l'heure actuelle, les meilleurs contrastes obtenus sont de  $10^{-3}$ , ce qui limite le diamètre de coeur des fibres à saut d'indice fonctionnant à  $1030 \text{ nm}$  à  $15 \mu\text{m}$ <sup>1</sup>. Pour augmenter le diamètre de coeur il est possible d'utiliser des fibres multi-modes et de favoriser le comportement mono-mode en introduisant des pertes sur les modes d'ordre supérieur. Plusieurs techniques peuvent être utilisées pour cela. La première technique consiste à une injection sélective du mode fondamental. Cette technique est simple à mettre en place puisqu'elle consiste simplement à adapter la forme du faisceau à la forme du mode fondamental de la fibre mais il est très sensible à l'alignement [Hou 06]. La seconde technique consiste à utiliser la courbure de fibres faiblement multi-modes afin d'introduire des pertes plus importantes sur les modes d'ordre supérieur [Sakai 78, Koplou 00]. La courbure agit comme un filtre spatial qui ne conserve que le mode fondamental. Cependant, la courbure de la fibre entraîne aussi une réduction de l'aire effective du mode fondamental [Nicholson 07].

Différentes fibres sont apparues dans lesquelles l'idée est de créer deux coeurs couplés où seul le mode fondamental est couplé dans le coeur mono-mode alors que les modes d'ordre supérieur sont couplés dans le coeur secondaire où la condition de guidage n'est pas respectée. Il est possible d'augmenter le diamètre du coeur mono-mode à  $60 \mu\text{m}$  en optimisant sa forme et en multipliant le nombre de coeurs secondaires entourant le coeur mono-mode [Ma 14].

Enfin, une dernière famille de fibre a fait son apparition et permet d'augmenter fortement l'ouverture numérique des fibres : les fibres à cristaux photoniques (ou PCF pour *Photonic Crystal Fiber* en anglais). L'idée de ces fibres est de créer une gaine micro-structurée autour du coeur en introduisant des trous d'air dans la structure de la gaine (cf figure I.15 d). La structuration de la gaine avec des matériaux de haut (le verre) et de bas (l'air) indices permet de générer un indice effectif de la fibre beaucoup plus proche de l'indice du coeur. Ainsi le contraste d'indice diminue à une valeur inférieure à  $10^{-3}$ , ce qui permet en théorie de créer des coeurs de  $80 \mu\text{m}$  [Limpert 03a] de diamètre. Cependant, dans ce cas, le contraste d'indice est tellement faible que la fibre doit être maintenue droite, car toute contrainte entraînerait de très fortes pertes. C'est pourquoi ces fibres sont aussi appelées *fibres barreaux* (ou *rod-type fiber* en anglais). L'utilisation de ces fibres a permis la génération d'impulsions femtosecondes de très fortes énergies avec des puissances moyennes élevées [Jauregui 13].

1. Ces fibres sont appelées *fibres LMA* (*Large Mode Area* en anglais)

## 2.4 Façonnage spectral d'impulsion femtoseconde

Les amplificateurs à fibre présentent des niveaux de gain tellement importants que la largeur spectrale en sortie d'amplificateur est réduite à cause de la bande de gain finie de l'Ytterbium. Ce phénomène est appelé *rétrécissement spectral par la bande de gain*. Il est la principale limitation des systèmes à haute énergie en terme de durée d'impulsion. Si on prend le cas des lasers ayant des milieux dopés Ytterbium, il est possible de trouver des lasers de faible énergie avec des durées inférieures à 100 fs [Papadopoulos 07, Liu 15]. Les énergies sont toutefois très modestes. L'augmentation de l'énergie entraîne une augmentation de la durée. Ainsi, lorsqu'on dépasse le microJoule, la durée des impulsions augmente significativement [Wunram 15, Fernández 12]. Pour les systèmes de haute énergie tels que ceux développés lors de ma thèse les durées atteignent facilement 300 fs [Zaouter]. La durée des impulsions en sortie d'amplificateur est donc bien plus longue que ce que permettrait de générer la bande de gain.

Si l'on souhaite maintenir la largeur spectrale de l'impulsion lors de l'amplification il est nécessaire d'utiliser une technique de manipulation du spectre. Il n'est pas possible d'utiliser des méthodes non-linéaires pour des énergies élevées comme nous l'avons vu précédemment car elles dégradent le profil temporel de l'impulsion. Il faut donc utiliser une technique linéaire pour conserver l'ensemble du contenu fréquentiel. L'idée est donc d'introduire volontairement des pertes spectrales qui sont exactement opposées à la bande de gain du milieu. Cela signifie qu'elles sont fortes lorsque le gain est maximal et faibles, voire nulles, là où le gain est minimal.

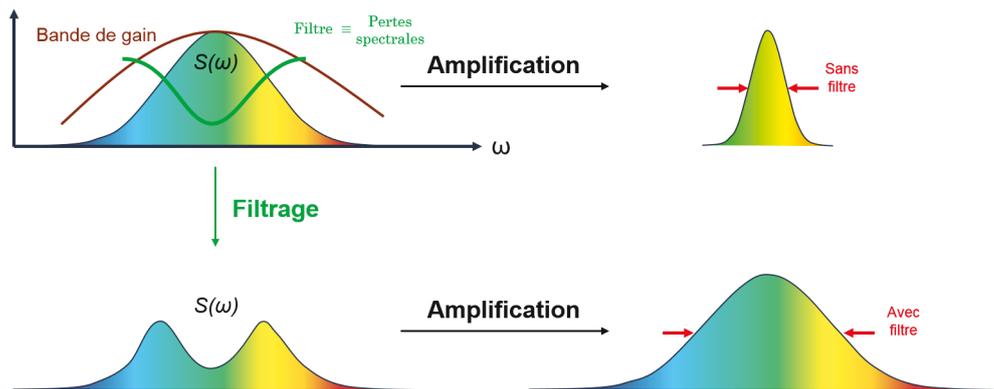


FIGURE I.16 – Principe du façonnage spectral. Le spectre de l'impulsion sans filtre est réduit à cause de la bande de gain finie de l'amplificateur. L'ajout d'un filtre qui induit des pertes spectrales plus importantes là où le gain est plus fort permet de conserver une largeur spectrale plus importante après amplification et donc de réduire la durée théorique d'impulsion.

La manière la plus simple de réaliser un montage de façonnage spectral est d'utiliser une technique de modulation à transformée de Fourier. Le principe est basé sur les transformées de Fourier entre le domaine temporel et spectral. Différents montages peuvent être utilisés [Weiner 11]. Dans les faits, le montage utilisé pour les lasers à haute cadence est le même que celui de la figure I.14(b) [Weiner 00]. L'utilisation de deux matrices SLM superposées peut même permettre de contrôler l'amplitude et la phase de chaque longueur d'onde.

Les systèmes de façonnage d'impulsions sont généralement utilisés avant amplification parce que l'énergie et la puissance en sortie d'amplificateur sont trop importantes pour éviter la destruction du montage<sup>1</sup> mais aussi parce que ces dispositifs présentent des pertes importantes. Dans les chaînes laser femtoseconde, les systèmes fonctionnent généralement sur le principe de la rétro-action : dans un premier temps le système n'introduit ni perte spectrale, ni phase ; on mesure alors le spectre en sortie ainsi que la phase spectrale et on applique une fonction de rétro-action qui permet de compenser la différence entre le spectre de sortie et celui d'entrée.

1. Par exemple un SLM peut supporter une énergie inférieure au milliJoule mais est limité en puissance moyenne à 1 W.

Le façonnage spectral modifie non seulement la forme spectrale mais aussi l'énergie avant amplification. Cela n'est pas un problème dans le cas des lasers à fibres car les amplificateurs sont saturés et donc l'énergie en sortie d'amplificateur est assez peu dépendante de l'énergie en entrée.

Dans le cas des lasers femtosecondes à fibre dopée Ytterbium, la technique de façonnage spectral a été implémentée tardivement pour deux raisons. La première raison est le taux de répétition des lasers à fibre qui est supérieur à 100 kHz afin d'avoir des puissances moyennes importantes. La deuxième raison est le fort gain réalisé dans la chaîne ( $G > 30$  dB). Cela impose une forte profondeur de modulation entre les composantes extrémales et centrales du spectre. Cette forte atténuation, couplée avec les gains importants réalisés dans l'amplificateur, peuvent entraîner l'apparition d'émission spontanée amplifiée (notée *ASE* pour *Amplified Spontaneous Emission* en anglais) qui va nuire au fonctionnement du laser. En effet, ce signal est incohérent et émis en continu. Il dilue donc l'énergie de l'impulsion. Il est nécessaire de faire attention aux pertes spectrales introduites par le SLM. Nous verrons au chapitre suivant comment créer un filtre optimal.

## 2.5 Etat de l'art des systèmes d'amplification à base d'Ytterbium

De nombreux efforts technologiques ont été menés jusqu'à aujourd'hui afin de réduire la durée des impulsions tout en augmentant leur énergie en combinant les techniques décrites dans cette partie. La figure I.17 regroupe les principaux travaux qui ont eu lieu lors du développement des sources Ytterbium utilisant des amplificateurs à fibre.

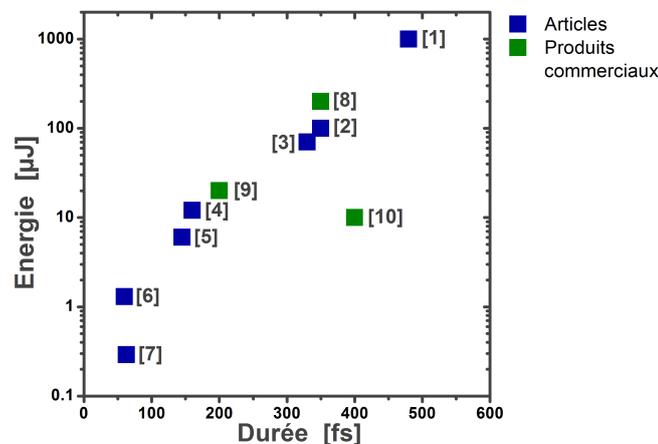


FIGURE I.17 – Dépendance entre l'énergie et la durée en sortie d'un amplificateur à fibre dopée Ytterbium. [1] - [Hädrich 11], [2] - [Feehan 17], [3] - [Guichard 15a], [4] - [Fernández 12], [5] - [Wunram 15], [6] - [Liu 15], [7] - [Papadopoulos 07], [8] - Tangerine, Amplitude Systèmes, [9] - Y-Fi, KMLabs, [10] - BlueCut, Menlo Systems.

La tendance générale est à l'augmentation de la durée avec l'augmentation de l'énergie. Ainsi, le seul laser à fibre de type barreau présent sur la figure présentant une énergie supérieure à 1 mJ a une durée de 500 fs [Hädrich 11]. L'utilisation de fibre barreau à plus faible énergie permet d'atteindre des durées inférieures à 300 fs [Guichard 15a]. De nombreuses sources Ytterbium produisent des impulsions avec des durées très courtes ( $\Delta t < 200$  fs) mais à des énergies faibles ( $E < 1 \mu J$ ). Les durées les plus courtes sont atteintes en utilisant des techniques non-linéaires afin d'augmenter la largeur spectrale dans l'amplificateur soit en réalisant un amplificateur parabolique [Papadopoulos 07], soit en envoyant une impulsion proche de sa limite de Fourier dans une fibre barreau et en introduisant de la dispersion pour contrôler

l'élargissement réalisé par auto-modulation de phase [Liu 15]. Ces techniques ne peuvent pas être adaptées à une énergie supérieure parce que la puissance-crête est trop importante et peut dépasser la puissance critique. Il est donc nécessaire, si l'on veut atteindre des durées de l'ordre de quelques cycles optiques, d'utiliser une autre technique.

### 3 Compression non-linéaire

Nous avons montré à la partie précédente que la durée des impulsions en sortie d'amplificateur est limitée par la bande de gain de ce dernier. Néanmoins ces processus sont limités et ne permettent pas, dans le cas d'amplificateur à fibres dopées à l'Ytterbium, de descendre en dessous de 100 fs avec une énergie supérieure à la  $\mu\text{J}$ .

Afin de générer des impulsions encore plus courtes, il est possible d'utiliser un processus non-linéaire après amplification : l'auto-modulation de phase. Cette technique est utilisée pour tous les systèmes femtosecondes et ne se limite pas aux lasers dopés à l'Ytterbium. En effet, à l'exception des lasers à cristaux Titane-Saphir [Morgner 99], il est très rare de réussir à obtenir des impulsions de quelques cycles optiques directement en sortie d'amplificateur.

Dans la section suivante, j'expliquerai comment il est possible d'utiliser cet effet non-linéaire pour élargir les impulsions et je ferai un état de l'art des différents milieux non-linéaires qu'il est possible d'utiliser.

#### 3.1 Principe de la compression non-linéaire

##### 3.1.1 Élargissement non-linéaire

Cette technique de réduction de durée des impulsions en sortie d'amplificateur a été proposée pour la première fois par Robert A. Fisher en 1969 [Fisher 69] qui a comprimé un laser à cristaux Neodyme-verre d'une durée de 5 ps à une durée de 50 fs. L'auto-modulation de phase a été effectuée dans une cellule de disulfure de carbone liquide  $\text{CS}_2$ . Depuis cette première démonstration, de nombreuses autres ont été réalisées sur tous les types de lasers générant des impulsions femtosecondes : lasers à colorant [Rolland 88]; Neodyme-YAG [Zysset 86]; Titane-Saphir [Liu 99, Nisoli 96, Böhle 14] et plus récemment les lasers avec des milieux dopés à l'Ytterbium [Seidel 16, Hädrich 16a].

Une description théorique détaillée du phénomène est présentée par Tomlinson [Tomlinson 84] et permet de comprendre son fonctionnement. Au lieu de limiter l'auto-modulation de phase, nous allons essayer de l'utiliser à notre profit afin d'augmenter la bande spectrale du laser. Nous ne pouvons plus réaliser ce processus dans un milieu amplificateur car, comme nous l'avons vu, la bande de gain finie du milieu va contraindre la largeur spectrale de l'impulsion. L'idée est donc d'envoyer une impulsion comprimée dans un milieu passif afin de faire de l'auto-modulation de phase pure. On se retrouve alors dans le cas théorique décrit dans la section 1.5.1 : le profil temporel de l'impulsion n'est pas modifié mais le spectre peut être élargi d'un facteur très important<sup>1</sup>. Ce dispositif se place après n'importe quel système laser et peut s'adapter à tous les types de lasers, c'est pourquoi on parle parfois de *Post-Compression*. La figure montre une description du principe de fonctionnement de cette technique.

Le choix du milieu non-linéaire peut s'avérer délicat et doit faire l'objet d'une étude de dimensionnement précise comme nous le verrons par la suite. Néanmoins des grandes familles de milieux non-linéaires se dégagent. La plus courante est celle des guides d'ondes (fibre à saut d'indice, fibre à cristaux photoniques...) qui permet de maintenir un mode spatial constant et d'éviter l'apparition d'effets spatio-spectraux, comme évoqués dans le paragraphe 1.5.1. La propagation libre dans des milieux solides est ainsi moins usitée pour de gros facteurs de

1. Si on reprend l'exemple de [Fisher 69], le facteur de compression est de 100.

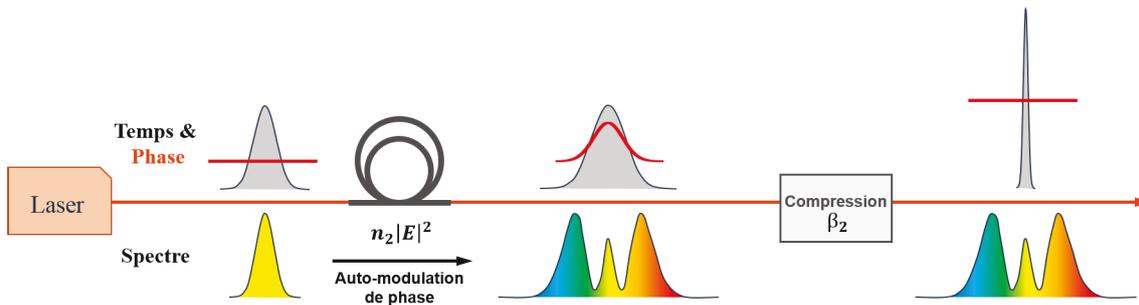


FIGURE I.18 – Principe général de la technique de compression non-linéaire utilisée afin de réduire la durée des impulsions émises par un laser femtoseconde. La première étape consiste à envoyer l'impulsion comprimée dans un milieu non-linéaire et à élargir le spectre grâce à l'auto-modulation de phase sans modifier la forme temporelle. La deuxième étape consiste à compenser la phase résiduelle créée par le processus d'auto-modulation afin de réduire la durée de l'impulsion jusqu'à une durée proche de la limite de Fourier.

compression parce que l'effet Kerr spatial accentue toute sur-intensité dans le faisceau. On obtient ainsi des élargissements forts au centre du faisceau et faible sur les bords. La qualité de compression est directement affectée par ce phénomène et il faut filtrer le centre du faisceau afin d'obtenir des qualités correctes. Ces techniques sont néanmoins parfois utilisées pour élargir le spectre dans un deuxième temps afin d'obtenir de faibles facteurs de compression [Chen 18].

**Remarque :** Les solutions de compression non-linéaire reposent sur l'auto-modulation de phase qui est un phénomène physique dépendant de la puissance crête de l'impulsion mais indépendant de sa longueur d'onde ou de sa durée initiale. Il est possible d'adapter les systèmes de compression non-linéaire à différents milieux amplificateurs (Titane :Saphir, Ytterbium, OPCPA...) avec différents régime de durée (on part de la picoseconde à la dizaine de femtoseconde) et d'énergie (de la  $\mu J$  au  $mJ$ ) en prenant en compte les régimes de fonctionnement lors du dimensionnement.

### 3.1.2 Compression des impulsions élargies spectralement

L'élargissement réalisé par auto-modulation de phase permet de réduire la durée en limite de Fourier de l'impulsion mais son produit temps-fréquence est très fortement augmenté. Cela est dû à une phase résultant de deux paramètres : la phase non-linéaire générée par l'interaction ainsi qu'une phase linéaire due à la propagation de l'impulsion dans des milieux dispersifs. Dans le cadre de lasers ayant des impulsions de longue durée ( $\delta t > 100$  fs), la dispersion des matériaux peut être négligée, ce qui revient à dire que la phase globale est égale à la phase non-linéaire générée par le processus d'auto-modulation de phase. Lorsque l'impulsion en entrée est plus courte, la dispersion ne peut plus être négligée et peut même devenir importante pour des impulsions d'une durée inférieure à 50 fs. L'impulsion s'élargit temporellement lors de la propagation dans le milieu non-linéaire et les effets non-linéaires en sortie de système sont moins importants que ce qui était attendu expérimentalement.

En négligeant la dispersion du milieu, la phase accumulée par l'impulsion est une pure phase d'auto-modulation de phase comme décrite dans le paragraphe 1.5.1. La phase spectrale accumulée est donc proportionnelle au profil d'intensité temporel du faisceau. Dans les cas qui nous intéressent, les impulsions ont des profils temporels gaussiens qui peuvent être approximés autour du maximum d'intensité par des profils paraboliques. En première approximation, la phase accumulée lors du processus d'auto-modulation de phase est donc une phase d'ordre 2, ce qui revient à compenser une dérive de fréquence linéaire. La dispersion à compenser est très

faible comparée à celle qu'il faut compenser lors d'une amplification à dérive de fréquence. Son ordre de grandeur, pour des impulsions initiales de quelques centaines de fs, est de quelques milliers de  $fs^2$ . En reprenant l'exemple d'un compresseur à réseaux fonctionnant à l'angle de Littrow pour une longueur d'onde de  $1030\text{ nm}$ , la distance entre les réseaux doit être de l'ordre du millimètre pour une dispersion de quelques milliers de  $fs^2$ . Il n'est donc plus possible d'utiliser des réseaux. Les techniques de compression les plus courantes dans ce cas consistent à utiliser des miroirs dispersifs qui peuvent être de deux natures différentes [Wollenhaupt 07] :

- les miroirs interférentiels de Gires-Tournois (*GTI Mirrors*) [Gires 64]. Ces miroirs sont des Fabry-Pérot en réflexion formés d'un miroir totalement réfléchissant à l'arrière et d'un miroir faiblement réfléchissant devant ( $R \approx 1\%$ ), comme schématisé à la figure I.19(a). Cela permet d'introduire une dispersion de délai de groupe contrôlée qui dépend de l'espacement entre les miroirs, de la réflectivité du deuxième miroir et de l'angle d'incidence sur l'ensemble de l'impulsion incidente. Dans le cas d'impulsions femtosecondes, l'espacement entre les deux miroirs  $d$  doit être de l'ordre du  $\mu m$ .
- les miroirs multi-couches [Szipöcs 94]. Ces miroirs consistent en couches de bas et haut indices de différentes épaisseurs qui permettent de réfléchir les longueurs d'onde du spectre à diverses profondeurs et ainsi de créer un déphasage qui est contrôlé par l'empilement des couches (cf figure I.19(b)).

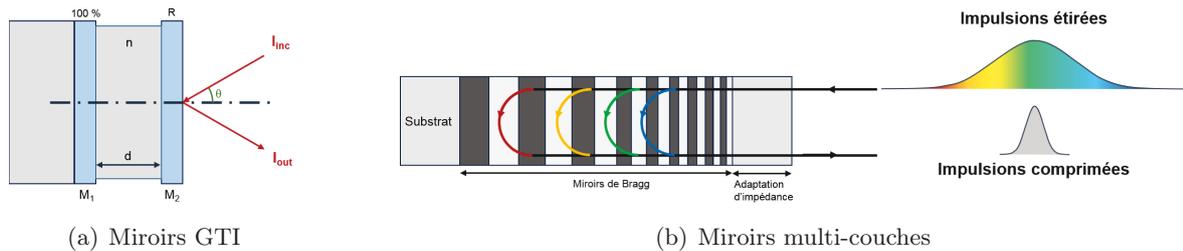


FIGURE I.19 – Technologies de miroirs permettant de comprimer les impulsions présentant une faible dérive de fréquence.

Le choix du type de miroir de compression dépend de la bande spectrale du laser et de la dispersion à introduire. En effet les miroirs *GTI* présentent généralement des dispersions plus élevées mais la bande spectrale est plus réduite et ne supporte généralement pas des impulsions ayant une durée limitée par transformée de Fourier inférieure à 30 fs. Les miroirs multi-couches peuvent supporter des largeurs spectrales plus importantes (la bande spectrale peut couvrir jusqu'à une octave) mais la dispersion, dans ce cas, est plus faible. Pour des impulsions initiales de plusieurs centaines de fs, l'utilisation de miroirs *GTI* est privilégiée. En revanche, dans des systèmes plus courts comme des lasers Titane-Saphir, il est plus commun d'utiliser des miroirs multi-couches.

### 3.2 État de l'art des solutions de compression non-linéaire

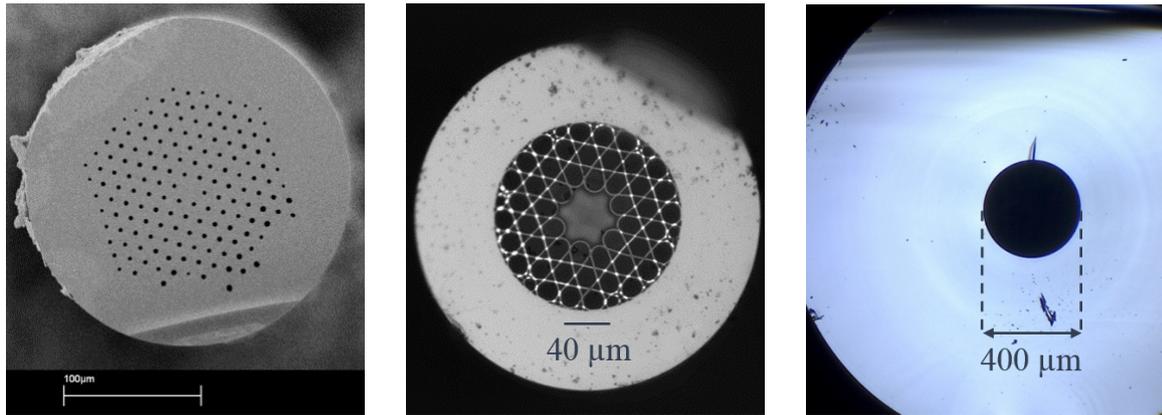
Les premières études de post-compression ont été réalisées à l'aide de milieux solides [Fisher 69, Rolland 88] mais rapidement, l'utilisation des guides d'onde s'est généralisée grâce à leurs avantages (effets exacerbés par la longueur de fibre, mode maintenu...) [Zysset 86, Nikolaus 83]. Dès lors, de forts efforts de recherche se sont portés sur l'augmentation en énergie des systèmes de compression non-linéaire des lasers.

### 3.2.1 Compression non-linéaire dans des guides d'onde

Le choix du système de compression non-linéaire repose très souvent sur l'énergie ou plutôt la puissance-crête de l'impulsion. Il est impossible de réaliser l'auto-modulation de phase d'impulsions très énergétiques dans des fibres à coeur solide parce que la puissance critique est largement dépassée. A contrario il est très difficile de comprimer efficacement des impulsions avec de faibles puissance-crêtes dans des capillaires parce que l'indice non-linéaire du milieu ne permet pas d'avoir un effet non-linéaire suffisamment important pour élargir de manière significative le spectre. Cette diversité de milieux non-linéaires rend possible la post-compression de nombreux systèmes différents en énergie, en durée et en longueur d'onde. Trois familles sont principalement utilisées, dont les images sont présentées dans la figure I.20 :

- La première famille concerne les fibres à coeur solide. Ces fibres présentent des coeurs solides de petits diamètres, ce qui en fait les milieux parfaits pour les lasers de faibles énergies. Leur indice non-linéaire est très élevé parce que l'impulsion se propage dans la silice et les longueurs utilisées sont généralement très courtes.
- Les fibres à bandes photoniques interdites de type Kagomé. Ces fibres développées récemment [Couny 07] permettent la propagation d'impulsions de large spectre avec très peu de pertes dans leur coeur creux grâce à leur structure en nid d'abeille (cf I.20(b)). Elle présente des ponts en silice très fin mais qui résiste à des énergies fortes ( $E > 10 \mu\text{J}$ ) du fait du faible recouvrement entre le mode fondamental et la structure. Le milieu non-linéaire est en fait constitué de gaz injecté dans le coeur de la fibre. Cela permet d'avoir des effets non-linéaires ajustables en choisissant le gaz et sa pression mais nécessite des longueurs assez importantes ( $L \approx 1 \text{ m}$ ).
- La dernière famille de guide, le capillaire, fonctionne pour des lasers de plus forte énergie. Le capillaire est un simple tube creux. Son indice de coeur (rempli de gaz et donc proche de l'indice du vide) est donc plus faible que son indice de gaine (qui est proche de l'indice de la silice fondue). Il n'y a donc pas de propriété de guidage comme dans les fibres optiques. Ainsi les pertes subies par l'impulsion augmentent lorsque le diamètre du capillaire utilisé diminue. Pour les lasers à fibre dopée ytterbium, on se limite donc à des capillaires de plus de  $200 \mu\text{m}$  de diamètre [Haddad 18, Hädrich 16a, Chen 18]. Son fonctionnement sera détaillé lors du chapitre III.

Les lasers à fibre dopée ytterbium de forte énergie ont connu d'importants développements au cours de la dernière décennie. Ils arrivent à maturation aujourd'hui. Ils présentent de forts avantages par rapport aux autres sources délivrant des impulsions femtosecondes tels que les lasers à cristaux solides TiSa : ils possèdent une cadence élevée, ce qui permet d'avoir des puissances moyennes de plusieurs dizaines de Watt ; ils présentent un encombrement et un coût réduits par rapport aux lasers TiSa, ce qui permet une plus large diffusion dans les laboratoires ; leur stabilité est parmi les meilleures grâce à leur compacité et à leur industrialisation, ce qui rend l'entretien nécessaire pour son fonctionnement quasiment inexistant. Néanmoins, la durée des impulsions ne permet pas d'accéder à une grande gamme d'applications scientifiques notamment la génération d'harmoniques d'ordre élevé. Il est donc nécessaire de réduire la durée des impulsions en sortie du système. Cependant, avec la réduction de la durée, on remarque aussi une réduction du facteur de compression en sortie des amplificateurs, comme le montre la figure I.21. Cette figure représente le facteur de compression obtenu avec un système de post-compression en fonction de la durée initiale de l'impulsion. Elle se concentre sur les solutions de compression en capillaire ou en fibre creuse de type Kagomé, les solutions les plus utilisées dans le cas des lasers Ytterbium. Pour des durées proches de la picoseconde, des facteurs de compression de 15 à 20 sont communément réalisés [Emaury 13, Chen 18]. Lorsque la durée diminue, le facteur se réduit petit à petit et atteint une valeur typique de 5 pour des durées inférieures à  $100 \text{ fs}$  [Mak 15, Hädrich 16a, Böhle 14]. Ainsi, pour atteindre une durée inférieure



(a) Fibre à coeur solide utilisée dans [Südmeyer 03] afin de réaliser la compression non-linéaire d'un laser Yb :YAG. L'impulsion se propage dans le coeur solide au centre des trous d'air.

(b) Fibre Kagomé utilisée pour des lasers à énergie modérée ( $1 \mu\text{J} < E < 100 \mu\text{J}$ ). La fibre Kagomé permet le guidage d'impulsion dans son coeur creux.

(c) Capillaire en verre utilisé pour la compression de laser à fortes énergies ( $E > 100 \mu\text{J}$ ). Le capillaire se résume en un tube de verre présentant un coeur creux de plusieurs centaines de  $\mu\text{m}$  de diamètre (400  $\mu\text{m}$  dans l'exemple présenté).

FIGURE I.20 – Les trois familles de guides utilisés pour réaliser la compression non-linéaire d'un laser.

à 10 fs en sortie du système, il est important de réduire la durée des impulsions du laser en dessous de 50 fs. Il est possible de pousser le facteur de compression mais cela se fait au détriment de la transmission du montage [Hädrich 13] ou de la qualité temporelle [Didenko 16].

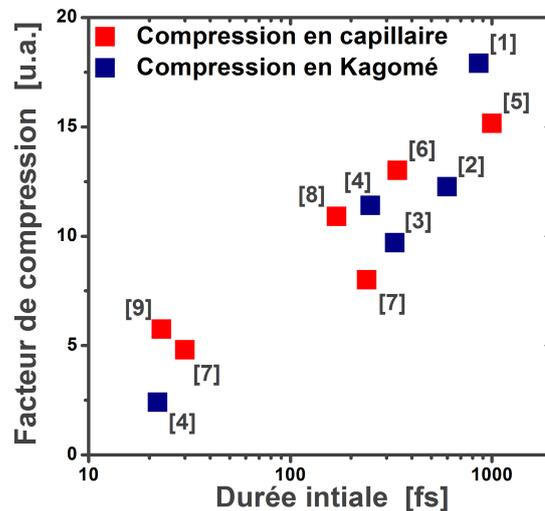


FIGURE I.21 – État de l'art de la compression de laser dans des capillaires (en rouge) et dans des Kagomé (en bleu). Liste des références : [1] - [Emaury 13]; [2] - [Debord 14]; [3] - [Guichard 15b]; [4] - [Mak 15]; [5] - [Chen 18]; [6] - [Hädrich 13]; [7] - [Hädrich 16a]; [8] - [Haddad 18]; [9] - [Böhle 14]

Une solution afin de remédier à ce problème de limitation du facteur de compression est de placer en série plusieurs étages de compression. Il a été rapidement observé qu'il était possible de réduire la durée d'un laser en plusieurs étapes [Zysset 86]. Cela permet de réduire le facteur de

compression sur le premier étage et d'obtenir des qualités temporelles supérieures. Cette technique est surtout mise en oeuvre dans le cas des lasers Ytterbium [Chen 18, Hädrich 11, Mak 15] car la durée en sortie d'amplificateur est très longue et il faut un facteur de compression de l'ordre de 40 à 50 afin d'atteindre des durées inférieures à 2 cycles optiques [Hädrich 16a]. L'utilisation de deux étages de compression permet donc d'obtenir facilement des durées d'impulsions très courtes, mais cela reste au détriment de la transmission du montage. Ainsi, il reste en général un tiers de l'énergie incidente du laser.

### 3.2.2 Compression non-linéaire en milieu solide en propagation libre

Bien que les milieux solides présentent des désavantages par rapport aux guides d'onde, les contraintes de mise en place des solutions utilisant des guides d'ondes (encombrement, transmission...) favorisent l'utilisation de milieux solides lorsque le facteur de compression visé est faible (typiquement de 2 à 4) [Milosevic 00]. C'est pourquoi, récemment, plusieurs laboratoires ont essayé de réutiliser des milieux solides.

Pour ce faire, plusieurs études ont été réalisées afin de limiter les couplages spatio-spectraux qui apparaissent suite à l'effet Kerr [Lu 14, Seidel 16, Beetar 18, Lu 18]. Il ressort de ces études qu'il existe un compromis entre la transmission du système et le facteur de compression. Il est possible de réaliser de gros facteurs de compression ( $F > 2$ ) mais cela se fait au détriment de la qualité spatiale. Les ailes du faisceau ne sont pas élargies, créant une inhomogénéité spatio-spectrale dans le faisceau. Pour ces raisons, la configuration du montage avec un seul milieu solide est intéressante lorsque le facteur de compression visé est faible, c'est pourquoi il est parfois utilisé comme second étage après un premier étage de compression dans un guide d'onde [Pronin 15] ou en sortie d'OPCPA présentant déjà des durées courtes [Lu 18]. Des simulations montrent qu'il est possible de limiter ces effets en répartissant les effets non-linéaires dans plusieurs milieux solides et de faire propager le faisceau entre plusieurs milieux [Seidel 16]. La propagation en espace libre entre chaque milieu non-linéaire permet d'homogénéiser le faisceau et de limiter les pertes dues au filtrage spatial en sortie de système. Des durées d'impulsions très courtes ont ainsi été obtenues en multipliant le nombre de milieux non-linéaires. L'article [Lu 18] utilise par exemple 2 lames de quartz de 50  $\mu\text{m}$  pour comprimer l'impulsion à une durée de 7 fs. Néanmoins une étude des couplages spatio-temporels montre que la qualité spatiale du faisceau est fortement dégradée par le processus d'élargissement spectral. Une étude à différentes longueurs d'onde du profil spatial du faisceau montre de fortes disparités sur la taille du faisceau.

La compression non-linéaire dans des milieux solides, même si elle est de plus en plus étudiée, ne semble pas, en l'état actuel, pouvoir remplacer les solutions utilisant des guides d'onde. C'est pourquoi nous avons choisi de nous orienter sur cette technique lors de la mise en place d'un système de compression non-linéaire sur notre système.

## 4 Conclusion

Dans cette partie, nous avons vu comment il est possible de manipuler les impulsions. Il est possible de simuler la propagation des impulsions à l'aide de l'équation non-linéaire de Schrödinger. L'amplification des impulsions courtes dans des fibres optiques dopées avec des ions ytterbium permet de conserver des bandes spectrales suffisamment importantes pour générer des impulsions de quelques centaines de femtosecondes avec des énergies de plusieurs centaines de microJoules, grâce à la technique d'amplification à dérive de fréquence. La géométrie de l'amplificateur permet aussi une montée en cadence et donc en puissance moyenne facile. Néanmoins, la bande de gain finie de l'amplificateur diminue la largeur spectrale de l'impulsion et allonge donc sa durée. Il n'est donc pas possible d'atteindre des durées de l'ordre de quelques cycles optiques directement en sortie de l'amplificateur.

Diverses techniques permettent de repousser cette limite. Ainsi, l'amplificateur parabolique qui mêle amplification, auto-modulation de phase et dispersion de manière contrôlée afin que l'impulsion entre dans un régime parabolique conduit à l'augmentation de la bande spectrale. Cette technique permet d'obtenir des impulsions avec des durées inférieures à 100 fs mais l'énergie en sortie de l'amplificateur est très limitée. Cette technique est donc un bon outil pour augmenter la bande spectrale de l'oscillateur avant amplification dans l'amplificateur principal. La deuxième technique utilisée, qui peut être couplée à la première, est de réaliser du façonnage spectral avant l'amplificateur de puissance afin de contrer le rétrécissement spectral par le gain. On atténue ainsi les longueurs d'onde centrales du spectre pour avoir un spectre plus large en sortie d'amplificateur. L'utilisation de cette technique dans les lasers ytterbium ne s'est pas encore généralisée.

En utilisant toutes ces techniques, il est possible d'approcher la limite imposée par la spectroscopie de l'ytterbium. Cependant ces durées sont encore très longues comparées au cycle optique à la longueur d'onde du système laser. Afin d'atteindre cette durée, la bande spectrale à générer représente plusieurs centaines de nanomètres. L'ytterbium ne peut pas générer de telles bandes spectrales. Il est donc nécessaire d'utiliser une technique ne nécessitant pas d'amplification : la compression non-linéaire (aussi appelée post-compression). La bande spectrale de l'impulsion est élargie grâce à un effet non-linéaire du troisième ordre, l'auto-modulation de phase. Cet effet est très dépendant de la puissance-crête de l'impulsion et de l'indice de réfraction non-linéaire des milieux traversés par l'impulsion (qui est une correction à forte intensité de l'indice de réfraction linéaire). Les milieux solides sont ceux qui présentent les plus forts indices et sont donc les meilleurs candidats pour réaliser de très forts élargissements qui permettent d'avoir des durées d'impulsions très courtes. Néanmoins l'auto-modulation de phase n'est pas faite de manière homogène dans le faisceau qui a généralement une forme gaussienne. En effet, les bords du faisceau, très peu intenses, ne subissent pas un fort élargissement spectral. Il y a donc l'apparition de couplages spatio-spectraux et donc dégradation spatiale du faisceau. Afin de s'affranchir de ce problème, le milieu non-linéaire utilisé pour réaliser l'auto-modulation de phase est un guide d'onde. Le choix du guide d'onde dépend principalement de la puissance-crête des impulsions. Pour des impulsions de très faibles puissance-crêtes, le guide d'onde le plus courant est la fibre à cœur solide. Mais ce milieu est rapidement limité par l'auto-focalisation. Ainsi pour des lasers avec des puissance-crêtes plus élevées, l'utilisation de guide d'onde creux est nécessaire.





# Chapitre II

## Réduction de la durée en sortie d'amplificateur fibré de forte énergie

### Objectifs

---

Les durées accessibles en sortie d'amplificateur à fibre dopée ytterbium sont limitées par le rétrécissement spectral par le gain. Dans ce chapitre, nous montrerons comme il est possible de réduire la durée en sortie d'amplificateur en augmentant la largeur spectrale de l'impulsion en entrée d'amplificateur puis en modulant le spectre afin de contrôler le rétrécissement spectral. Cette première partie expérimentale s'appuie sur les concepts théoriques introduits dans la partie précédente concernant les techniques d'amplification d'impulsion et le façonnage spectral. L'utilisation de ces techniques permet de générer des impulsions de durées de 130 fs avec des énergies supérieures à 300  $\mu\text{J}$ .

### Sommaire

---

<b>1</b>	<b>Augmentation de la bande spectrale du laser par ajout d'un amplificateur non-linéaire</b>	<b>54</b>
1.1	Intérêt de l'amplificateur non-linéaire dans une chaîne laser	54
1.2	Mise en place de l'amplificateur non-linéaire	55
1.2.1	Architecture et caractéristiques visées	56
1.2.2	Etage d'élargissement	56
1.2.3	Compressibilité de l'étage d'élargissement	56
1.3	Conception d'un injecteur fibré large bande	58
1.3.1	Montage expérimental	58
1.4	Amplification des impulsions	59
1.4.1	Division temporelle d'impulsion	59
1.4.2	Architecture laser	61
1.4.3	Amplification sans façonnage spectral	62
1.4.4	Simulation du rétrécissement spectral	63
<b>2</b>	<b>Amplification d'impulsions façonnées spectralement</b>	<b>64</b>
2.1	Optimisation de la forme du filtre spectral	64
2.2	Compression des impulsions	66
2.3	Vérification de la puissance-crête	67
2.4	Impact de la cadence sur la compression des impulsions	68
<b>3</b>	<b>Conclusion</b>	<b>70</b>

---

# 1 Augmentation de la bande spectrale du laser par ajout d'un amplificateur non-linéaire

## 1.1 Intérêt de l'amplificateur non-linéaire dans une chaîne laser

La structure schématique d'une chaîne de puissance classique pour un laser fibré de forte énergie est dessinée à la figure II.1. Le schéma optique se compose principalement de deux parties : l'injecteur (ou *Front-End* en anglais) et l'amplificateur de puissance. L'injecteur permet de générer le train d'impulsion et de mettre en forme le faisceau avant injection dans l'amplificateur de puissance. Il est, dans notre cas, entièrement fibré afin d'être compact et facilement intégrable. Il commence avec un oscillateur à fibre à blocage de mode qui délivre des impulsions de quelques mW à une cadence de 40 MHz avec un spectre centré à 1030 nm et présentant une largeur d'une dizaine de nanomètre qui permet en théorie de générer des impulsions de 185 fs. La cadence de l'oscillateur est déterminée par la longueur de la cavité de l'oscillateur. En sortie d'oscillateur les impulsions sont étirées à l'aide d'une fibre optique avec un grand facteur d'étirement. La cadence des impulsions est ensuite réduite afin de pouvoir générer des impulsions énergétiques avec des puissances moyennes compatibles avec ce que peut sortir l'amplificateur de puissance [Jauregui 12]. En pratique, la cadence est comprise entre 100 kHz et 1 MHz, selon l'énergie que l'on souhaite avoir en sortie du système. Dans notre cas, la cadence est comprise entre 100 et 300 kHz parce que nous souhaitons avoir des impulsions de plus de 100  $\mu\text{J}$ <sup>1</sup>. Enfin, on utilise un ou plusieurs pré-amplificateurs composés de fibres monomodes dopés à l'ytterbium qui permettent d'augmenter l'énergie du signal incident envoyé dans l'amplificateur de puissance. L'ASE est un rayonnement incohérent qui est une source de bruit pour le laser. Il apparaît principalement dans les régions spectrales ayant un fort gain. Il est d'autant plus important que le milieu est fortement inversé. Il consomme alors l'inversion de population et réduit ainsi le gain réalisé sur l'impulsion. Il crée un faible piédestal continu et dégrade le contraste temporel. Pour éviter ce phénomène, il faut injecter un signal avec une puissance moyenne suffisante dans l'amplificateur de puissance à une cadence suffisamment élevée. C'est pourquoi on limite la cadence minimale à 100 kHz afin d'avoir une durée entre deux impulsions très largement inférieure au temps de vie de l'état excité et qu'on injecte plusieurs dizaines de milliWatt dans l'amplificateur de puissance.

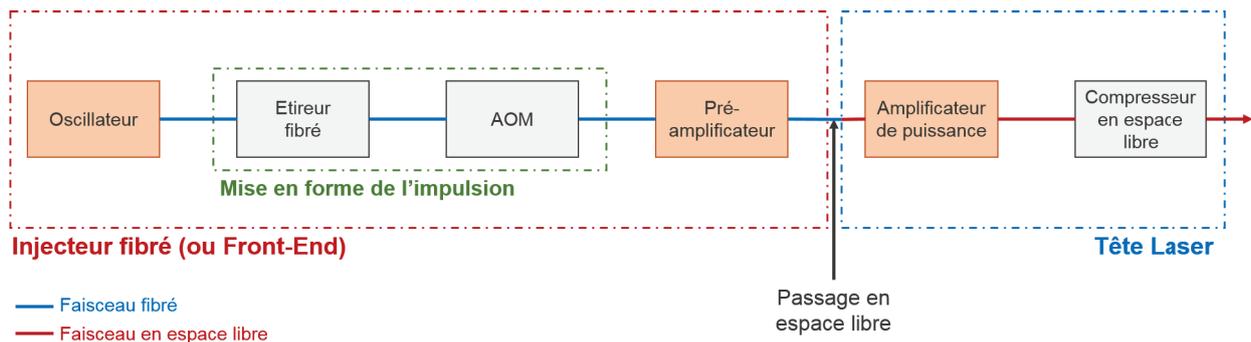
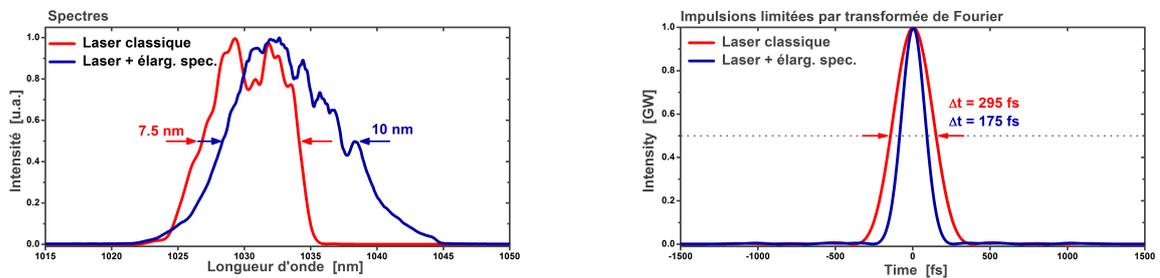


FIGURE II.1 – Architecture classique simplifiée d'un laser à fibre dopée Ytterbium de forte énergie.

Dans cette architecture, le spectre en sortie de laser est principalement dépendant du spectre émis par l'oscillateur ainsi que du rétrécissement spectral par le gain subit par l'impulsion au court des différentes amplifications. L'ajout d'un amplificateur non-linéaire avant l'amplificateur de puissance permet d'augmenter la largeur spectrale du signal injecté. Ainsi, en sortie

1. La tendance actuelle sur les amplificateurs basés sur des milieux dopés avec des ions ytterbium, et surtout dans les amplificateurs fibrés, est l'augmentation de la cadence afin d'avoir à disposition une puissance moyenne très élevée (jusqu'à 100 W).

d'amplificateur de puissance le spectre est plus large que ce qui est habituellement obtenu. La figure II.2 compare le spectre en sortie d'amplificateur de puissance dans le cas d'une architecture laser classique, sans amplificateur non-linéaire (courbe rouge) et dans le cas d'une architecture avec amplificateur non-linéaire (courbe bleue). Ces données proviennent de deux lasers opérant à des énergies en sortie comparables. Le premier laser (architecture classique) fonctionne à une cadence de 200 kHz et émet des impulsions de 200  $\mu$ J. Le second laser (architecture avec amplificateur non-linéaire) fonctionne, quant à lui, à une cadence de 200 kHz et émet des impulsions de 220  $\mu$ J. Les niveaux de gain dans les amplificateurs de puissance sont d'environ 27 dB dans les deux cas. La bande spectrale est plus importante, notamment sur les hautes longueurs d'onde avec un amplificateur non-linéaire. Cela a pour conséquence une forte diminution de la durée limitée par transformée de Fourier passant de 295 fs dans le cas d'une architecture classique à 175 fs dans le cas d'une architecture avec amplificateur non-linéaire.



(a) Spectres des lasers avec leur largeur à mi-hauteur (b) Impulsion en limite de Fourier avec leur largeur à mi-hauteur

FIGURE II.2 – Comparaison du spectre et de l'impulsion en limite de Fourier en sortie d'amplificateur de puissance dans le cas d'un laser avec (courbe bleue) et sans (courbe rouge) amplificateur non-linéaire.

On voit ici tout l'intérêt des amplificateurs non-linéaires. Sans ajout de composant lourd tant en terme d'intégration qu'en terme de coût dans l'architecture du laser comme un contrôleur de phase, il est possible de réduire la durée quasiment d'un facteur 2 par rapport à ce qui est accessible classiquement en augmentant la bande spectrale en entrée d'amplificateur. Dans nos développements cet amplificateur a un double rôle : il sert non seulement à élargir le spectre en sortie d'amplificateur de puissance, mais aussi à générer un spectre avec une intensité constante sur toute la bande spectrale des composants afin de faciliter le façonnage spectral, comme nous le verrons par la suite.

## 1.2 Mise en place de l'amplificateur non-linéaire

Afin de tester la faisabilité d'un injecteur fibré large bande, un premier prototype a été réalisé composé seulement d'un oscillateur et d'un étage d'élargissement comprenant un compresseur en espace libre et un étage d'amplification non-linéaire. L'impulsion est ensuite envoyée dans une fibre passive afin d'atténuer les modulations créées par auto-modulation de phase. On utilise ensuite un compresseur en espace libre afin de comprimer les impulsions en sortie d'injecteur fibré. L'intérêt est de définir la configuration optimale pour l'étage d'élargissement spectral ainsi que de tester sa compressibilité avant de l'intégrer dans une architecture complète.

### 1.2.1 Architecture et caractéristiques visées

Le schéma de l'injecteur est résumé sur la figure II.3.

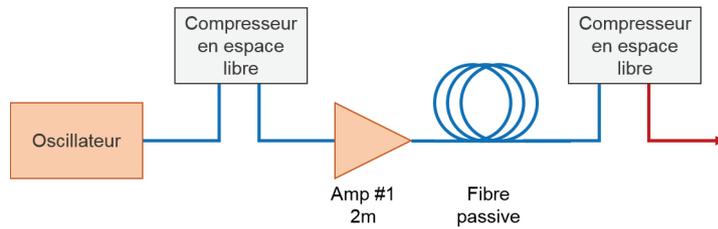


FIGURE II.3 – Schéma du prototype d'injecteur fibré large bande

Les caractéristiques visées par cet injecteur sont les suivantes :

Caractéristiques	Objectifs
Cadence	40 MHz
Puissance moyenne	100 mW
Spectre large bande	$\geq 30$ nm
Longueur d'onde centrale	Spectre le plus plat entre 1020 et 1050 nm
Durée	$\leq 75$ fs

TABLE II.1 – Tableau récapitulatif des objectifs du prototype de l'injecteur large bande

La caractéristique importante pour le prototype est de générer un spectre le plus large possible et dans l'idéal le plus constant possible sur la gamme de longueur d'onde entre 1020 et 1050 nm. Cette plage représente la plage de transmission de l'étireur de l'amplificateur de puissance. L'intérêt d'avoir un spectre constant sur cette plage est qu'il est plus facile de réaliser du façonnage spectral contrôlé avec un spectre constant.

### 1.2.2 Etage d'élargissement

L'oscillateur émet des impulsions ayant une puissance de 11.5 mW avec un spectre centré à 1030 nm avec une largeur spectrale de 14 nm à 3 dB. Il est suivi par un isolateur fibré et un séparateur fibré qui prélève 20 % de la puissance afin de l'envoyer sur une photodiode qui permet de vérifier le train d'impulsion à l'aide d'un oscilloscope. Le reste de la puissance est envoyé dans un compresseur en espace libre à un réseau qui permet de compenser la dérive de fréquence acquise dans l'oscillateur et dans les fibres passives suivant l'oscillateur. Il est composé d'un réseau de 500 traits/mm. La distance inter-réseau est de 9 cm, ce qui correspond à une dispersion introduite par le réseau de  $-80\,000\text{ fs}^2$  et de  $370\,000\text{ fs}^3$ . Les pertes du compresseur et du couplage dans la fibre sont de 70%. La puissance injectée dans l'amplificateur non-linéaire est donc de 2.8 mW. La longueur de l'amplificateur est de 2 m. La puissance en sortie de l'amplificateur non-linéaire est de 136 mW. Après amplification, nous avons placé 4 m de fibre passive.

### 1.2.3 Compressibilité de l'étage d'élargissement

Le résultat de la compression du laser à l'aide d'un compresseur en espace libre est tracé à la figure II.4. La mesure a été réalisée à l'aide d'un dispositif de mesure dit "FROG" (pour *Frequency Resolved Optical Gating* en anglais) utilisant comme interaction non-linéaire la génération de second harmonique dans un cristal fin de BBO (*Beta-Barium Borate*) de 100  $\mu\text{m}$

d'épaisseur. Le spectre obtenu après compression a une largeur spectrale à mi-hauteur de 33 nm et au pied entre 1007 et 1065 nm. La durée limitée par transformée de Fourier de l'impulsion tracée en gris sur la figure II.4 (c) est de 65 fs. L'impulsion est comprimée à une durée de 73 fs, ce qui correspond à une durée 12% plus haute que la limite imposée par le spectre. On utilise généralement un facteur que l'on appelle le rapport de Strehl temporel afin de quantifier cette qualité, par analogie avec le rapport de Strehl spatial du domaine de la conception de systèmes optiques. Ce facteur est le rapport entre la puissance-crête atteinte par l'impulsion comprimée par rapport à la puissance-crête de l'impulsion limitée par transformée de Fourier, exprimé en pourcentage. Dans ce cas le rapport de Strehl est de 74 %. Enfin, une donnée importante pour nous est l'énergie diluée dans les pieds de l'impulsion. Cette donnée peut être mesurée à l'aide de la courbe violette qui est l'intégrale du profil d'intensité temporelle sur la figure II.4 (d). Ce facteur ne permet pas de rendre compte de la qualité intrinsèque de la phase spectrale car le profil de l'impulsion limitée par transformée de Fourier peut présenter des pieds importants selon la forme du spectre (par exemple un spectre carré correspond à un profil temporel en sinus cardinal qui a donc des pré- et post-impulsions importantes).

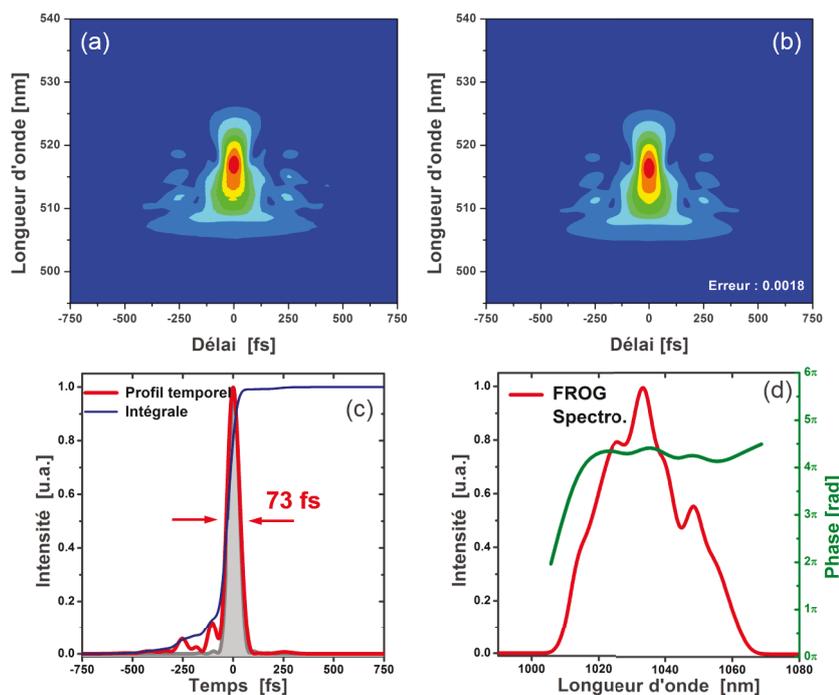


FIGURE II.4 – Résultat de la compression du prototype de l'injecteur large bande pour une puissance de sortie de 75 mW, correspondant à une énergie de 19 nJ par impulsion. (a) Trace FROG mesurée (b) Trace FROG retrouvée. L'erreur de reconstruction est de 0.00188 sur une grille de  $256 \times 256$ . (c) Profil temporel retrouvé par la mesure. (d) Spectre et phase retrouvés

Ce prototype nous a permis de montrer la faisabilité d'un injecteur fibré large bande qui est compressible sans correction de phase de manière active. Il a permis de dimensionner l'étage d'élargissement comprenant le compresseur et l'amplificateur non-linéaire. A partir de cette brique un injecteur fibré large bande a pu être conçu de manière optimale comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

Caractéristiques	Résultats
Cadence	40 MHz
Puissance moyenne	75 mW
Spectre large bande	33 nm
Longueur d'onde centrale	1035 nm
Durée	$\leq 73$ fs

TABLE II.2 – Tableau récapitulatif des caractéristiques obtenues pour le prototype de l'injecteur large bande

### 1.3 Conception d'un injecteur fibré large bande

#### 1.3.1 Montage expérimental

Le but de l'injecteur fibré est de délivrer des impulsions pouvant être amplifiées avec de fortes énergies de sortie, ce qui impose une réduction de la cadence. L'injecteur fibré utilisé expérimentalement est détaillé dans la figure II.5.

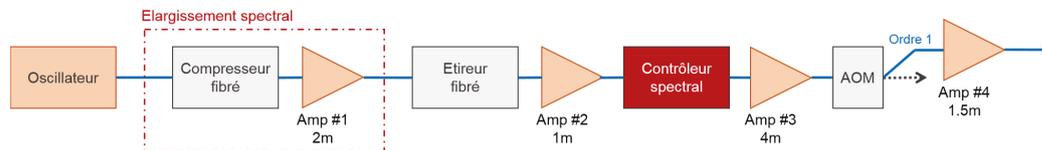


FIGURE II.5 – Schéma de l'injecteur final.

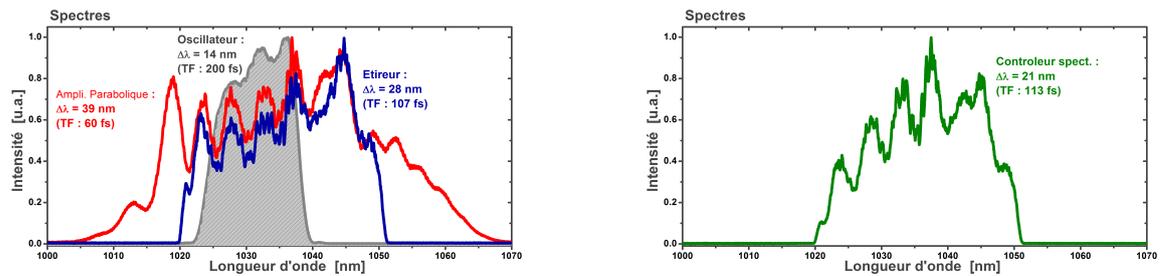
Le début de l'architecture est identique au prototype présenté dans la partie précédente. L'oscillateur émet des impulsions dont le spectre est centré à 1030 nm. L'étage d'élargissement spectral reprend l'architecture du prototype en intégrant un compresseur fibré. Cela permet une meilleure intégration dans une chaîne d'amplification fibrée. La dispersion du compresseur permet de compenser la dérive de fréquence en sortie de l'oscillateur ainsi que la dispersion introduite par les fibres passives de transport de l'impulsion entre la sortie de l'oscillateur et l'entrée de l'étage d'amplification non-linéaire. L'amplificateur non-linéaire est composé de 2 m de fibre monomode dopée suivie d'une fibre passive. La puissance en entrée de l'étage d'élargissement spectral est de 5.05 mW. La puissance en sortie est de 60 mW. Le spectre est élargi jusqu'à une largeur à mi-hauteur de 39 nm avec une durée limitée par transformée de Fourier de 60 fs.

Après élargissement spectral, nous avons placé un étireur fibré fonctionnant en réflexion<sup>1</sup>, qui est la première brique de la technique CPA. La durée d'impulsion en sortie d'étireur est de plusieurs centaines de ps à la ns selon la taille du spectre incident. La puissance en sortie de l'amplificateur Amp-2 est de 37 mW. Le contenu spectral n'est pas modifié à ce moment de la chaîne d'amplification. Nous avons ensuite placé le contrôleur spectral. Ce contrôleur repose sur le principe d'une ligne 4-f et d'une matrice SLM pouvant moduler l'intensité et la phase spectrale d'une impulsion présenté dans le chapitre précédent. Il présente une transmission d'environ 30 % lorsqu'il n'est pas utilisé pour moduler le spectre, ce qui résulte en une puissance de sortie de 10 mW. Selon les masques utilisés<sup>2</sup>, cette transmission peut descendre à 10 %. Nous avons placé un amplificateur de 4 m après le contrôleur spectral afin de ré-amplifier le signal. La puissance en sortie est de 200 mW. Le spectre est légèrement modifié par l'amplificateur. Les longueurs d'onde hautes ( $\lambda > 1030$  nm) sont amplifiées plus fortement que les basses longueurs d'onde. Il en résulte une légère augmentation de la durée limitée par transformée

1. Ces fibres, appelées CFBG en anglais (pour *Chirped Fiber Bragg Grating*, sont des fibres dans lesquelles un réseau de Bragg est photo-inscrit permettant de réfléchir les différentes longueurs d'onde du spectre d'une impulsion à diverses profondeurs permettant d'introduire une dispersion contrôlée selon la forme du réseau.

2. Le terme "masque" est utilisé de façon abusive pour désigner la fonction de transfert de la matrice SLM.

de Fourier. Le taux de répétition du système est ensuite ajusté en utilisant un modulateur acousto-optique (noté *AOM* sur la figure II.5). En prenant en compte les pertes d'insertion du dispositif qui sont de 3 dB et la puissance des impulsions rejetées, la puissance en sortie de ce dispositif est de 0.15 mW pour une cadence de 100 kHz. Il est donc nécessaire de ré-amplifier ce signal avant de l'envoyer dans l'amplificateur de puissance. Pour cela, on utilise une fibre de 2 m de longueur avant le passage en espace libre (Amp-4 sur la figure). La puissance en sortie de cette fibre est de 56 mW.



(a) Spectre après amplificateur non-linéaire (rouge) et après étireur (bleu) (b) Spectre après contrôleur spectral (en vert) et AOM (en violet)

FIGURE II.6 – Spectres dans les différents étages de l'injecteur. Sur les deux courbes en gris, spectre de l'oscillateur

La figure montre les spectres aux différents étages d'amplification de l'injecteur fibré. L'utilisation de l'amplificateur non-linéaire permet de réduire la durée limitée par transformée de Fourier en sortie d'injecteur à 130 fs.

## 1.4 Amplification des impulsions

### 1.4.1 Division temporelle d'impulsion

Afin d'augmenter les performances de l'amplificateur, il est possible de créer des répliques temporelles de l'impulsion à l'aide de lignes de retard. Cette technique appelée DPA pour *Divided-Pulse Amplification* a été utilisée pour la première fois en 2007 [Zhou 07] dans le cadre des lasers picosecondes. Cette technique est une extension du CPA et peut être intégrée facilement dans une architecture classique. Elle permet d'augmenter l'énergie extraite d'un milieu amplificateur [Zaouter 13]. La puissance-crête de l'impulsion est divisée d'un facteur égal au nombre de répliques générées. Une ligne à retard permet de décaler temporellement la deuxième réplique par rapport à la première. Le retard introduit est de l'ordre de la ns, ce qui correspond à une ligne d'environ 30 cm. Ce retard permet d'isoler les deux impulsions dans l'amplificateur. Cette technique est une méthode interférométrique. Il y a donc en sortie de système deux voies : la voie recombinaison et la voie rejetée. Lorsque la combinaison cohérente des répliques est parfaite, il n'y a pas de puissance dans la voie rejetée.

Pour réaliser des retards supérieurs à la durée de l'impulsion étirée de l'ordre de la ns, il est nécessaire d'utiliser des dispositifs de séparation et de recombinaison en espace libre. Il existe alors trois architectures possibles pour les lignes à retard (cf figure II.7).

Dans le montage réalisé, la structure choisie est celle de Sagnac. Elle permet la plus grande compacité de la ligne à retard. Ces architectures peuvent être cascadiées afin de générer plus de deux répliques [Kienel 15]. Bien que cela permette d'améliorer les performances des amplificateurs, la gestion des répliques peut s'avérer difficile car les effets non-linéaires combinés à la saturation de l'amplificateur peuvent dégrader le processus de recombinaison.

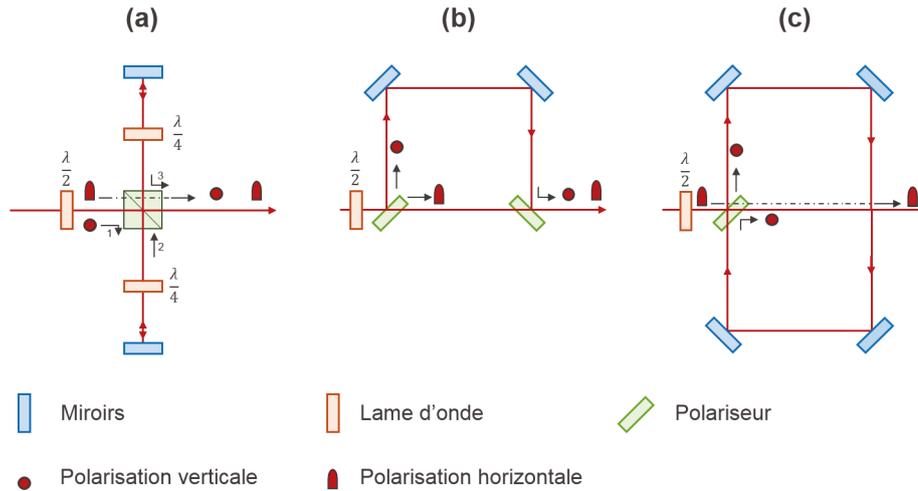


FIGURE II.7 – Trois types de lignes de division temporelle en espace libre. (a) Dispositif basé sur un interféromètre de Michelson. (b) Dispositif basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder. (c) Dispositif en anneau basé sur un interféromètre de Sagnac.

Pour la recombinaison des répliques, il est possible soit d'utiliser le système de division (et dans ce cas réaliser une boucle) ou bien d'utiliser un système différent en sortie d'amplificateur. Le premier dispositif est dit passif parce qu'il repose sur une configuration en double-passage et ne nécessite pas d'action pour être stable. C'est parce que le système de séparation sert aussi de recombinaison qu'il est possible de faire cela [Kienel 13]. A contrario, lorsque le système de recombinaison est différent de celui de division, il est nécessaire d'utiliser un moyen de corriger les erreurs de délais optiques entre les différentes répliques. Ce montage est donc actif parce qu'il nécessite une boucle de rétro-action. Pour cela, on mesure la puissance de la voie rejetée et on la minimise en jouant sur la longueur des bras du système de division. Dans ces cas, la structure (a) de la figure II.7 est utilisée car il est possible, en plaçant les miroirs de repli sur des supports piezo-électriques d'ajuster finement le délai entre les répliques [Kienel 14].

Néanmoins, comme cette méthode est interférométrique, on observe l'apparition de pertes liées à plusieurs facteurs [Guichard 16b] :

- Les deux trajets optiques ne sont pas parfaitement superposés. Physiquement les deux faisceaux ne se recouvrent donc pas totalement, ce qui entraîne des pertes de recombinaison.
- Les deux répliques n'ont pas la même intensité. Il est possible de régler ce problème en ajustant l'intensité relative des deux répliques en jouant sur l'état de polarisation de l'impulsion en entrée à l'aide d'une lame demi-onde.
- La collimation des deux bras n'est pas identique.
- La phase non-linéaire entre les deux répliques diffère.

Il est possible de diminuer la puissance rejetée en ré-alignant le système et en contrôlant la polarisation. Cependant, il n'est jamais possible de recombinaison la totalité de la puissance. Expérimentalement, des efficacités de combinaison de 90 à 95 % sont facilement observées. L'efficacité peut chuter en dessous de 90 % dans le cas des systèmes très non-linéaires. Nous utilisons, dans nos dispositifs, l'architecture de DPA passive.

### 1.4.2 Architecture laser

Les impulsions générées par l'injecteur fibré sont ensuite envoyées dans l'amplificateur de puissance. Cet amplificateur de puissance est composé d'une fibre barreau dopée aux ions ytterbium, placée dans un support taillé en V permettant de la maintenir droite et de la thermaliser. La fibre présente une structure en double-cœur avec un cœur permettant de guider le signal de 60  $\mu\text{m}$  de diamètre et un cœur pour guider la pompe avec une taille de 260  $\mu\text{m}$ . La diode de pompe émet à puissance maximale 250 W à la longueur d'onde de 976 nm et à un courant maximal de 50 A. La diode est couplée dans une fibre multimode de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre. L'architecture du laser est présentée à la figure II.8. Le signal en sortie d'injecteur est collimaté, résultant en un faisceau avec un diamètre de 2 mm. Le signal passe ensuite dans deux isolateurs permettant de protéger l'injecteur de tout retour du signal. Le faisceau est ensuite transporté, combiné avec la pompe à l'aide d'un miroir dichroïque et focalisé dans la fibre. Le signal est imagé sur un miroir à travers un rotateur afin de tourner sa polarisation de 90°. Cela permet de l'extraire au retour sur une réflexion de polarisateur. Enfin l'impulsion est comprimée à l'aide d'un compresseur utilisant un réseau en transmission avec une densité de trait de 1750 traits par mm. La transmission du compresseur est de 85 %.

L'utilisation du rotateur après le premier passage dans la fibre permet non seulement d'extraire le faisceau mais aussi, maintenant, de recombinaison les deux répliques. En effet la première réplique qui est transmise à l'aller par le polariseur est réfléchi au retour et parcourt la ligne à retard tandis que la deuxième réplique est transmise. Le délai temporel est ainsi compensé et les deux répliques sont recombinaison. Cette architecture permet d'amplifier efficacement des impulsions. Le niveau d'énergie accessible en sortie de ces amplificateurs est de plusieurs centaines de  $\mu\text{J}$ , principalement limité par les effets non-linéaires qui apparaissent lorsque la puissance crête est trop importante. Aux cadences typiques des amplificateurs à fibre, cela correspond à une puissance moyenne supérieure à 50 W [Zaouter]. Néanmoins, l'utilisation d'un injecteur large bande n'a jamais été testée et l'impact de la phase non-linéaire sur la qualité temporelle de l'impulsion n'est pas connu. Nous avons dans un premier temps amplifié l'impulsion sans utiliser de contrôleur de phase.

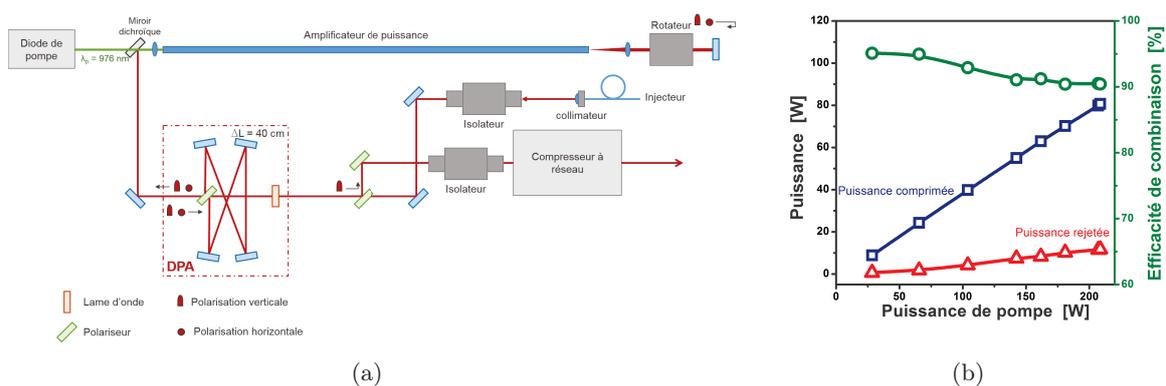


FIGURE II.8 – (a) Schéma de l'amplificateur de puissance. Le faisceau provenant de l'injecteur est collimaté puis envoyé dans l'amplificateur de puissance qui est une fibre barreau de 1 m de long. Les impulsions effectuent un double passage dans le milieu amplificateur et sont ensuite extraites à l'aide d'un polariseur pour être comprimées à l'aide du compresseur à réseau. (b) Puissance comprimée en sortie du laser (bleu) et rejetée (rouge) avec l'efficacité de combinaison (vert).

### 1.4.3 Amplification sans façonnage spectral

La puissance du laser est tracée sur la figure II.8(b). Afin de faire fonctionner le laser de manière sécurisée, nous avons décidé de limiter la puissance en sortie lorsque l'efficacité de combinaison du DPA tombe en dessous de 90%. Ce seuil est atteint pour 80 W comprimé, correspondant à 110 W de puissance combinée avant compression et 11.7 W de puissance rejetée par le DPA.

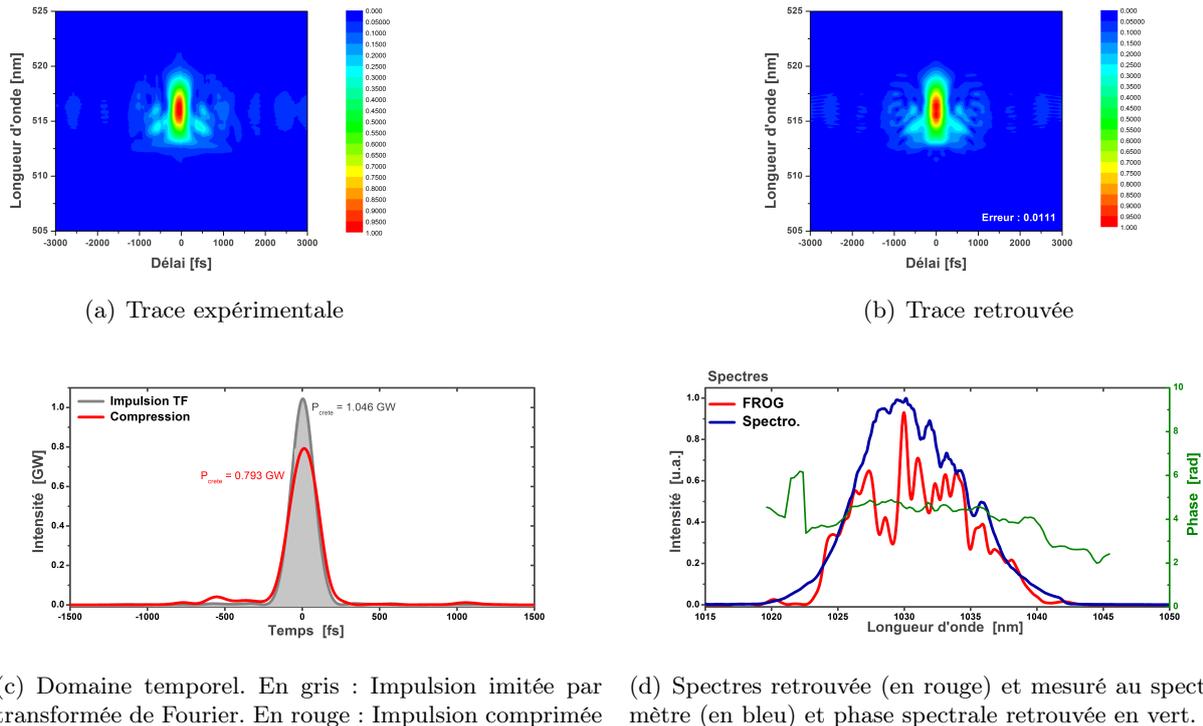


FIGURE II.9 – Mesure FROG de la compression du laser utilisant un injecteur large bande sans façonnage spectral, fonctionnant à 200 kHz avec une énergie en sortie de 200  $\mu$ J. L'erreur de reconstruction est de 0.0111 sur une grille de mesure de 512 par 512. La plage de mesure temporelle de l'impulsion s'étale sur 15 ps.

Le spectre du laser présente une largeur à mi-hauteur de 10.5 nm. La durée limitée par transformée de Fourier de ce spectre est de 175 fs. Cette durée est plus courte que celle que l'on peut atteindre en sortie d'un amplificateur de puissance classique. Toutefois la durée présente une augmentation significative par rapport à ce que nous avons en sortie d'injecteur (cf figure II.4). La compression du laser est optimisée en ajustant l'angle et le tirage du compresseur. Malgré cela, la durée de l'impulsion n'est pas optimale (210 fs). Le rapport de Strehl est de 76 %, principalement limité par la différence de durée entre les deux profils (la part d'énergie dans les pieds de l'impulsion ne représente que 10 % de l'énergie sur la plage de mesure). Ce rapport est classique pour un amplificateur à fibre. Il peut être amélioré en compensant la phase résiduelle de manière active. Les variations de phase sont de l'ordre de 1 rad sur la totalité de la bande spectrale.

#### 1.4.4 Simulation du rétrécissement spectral

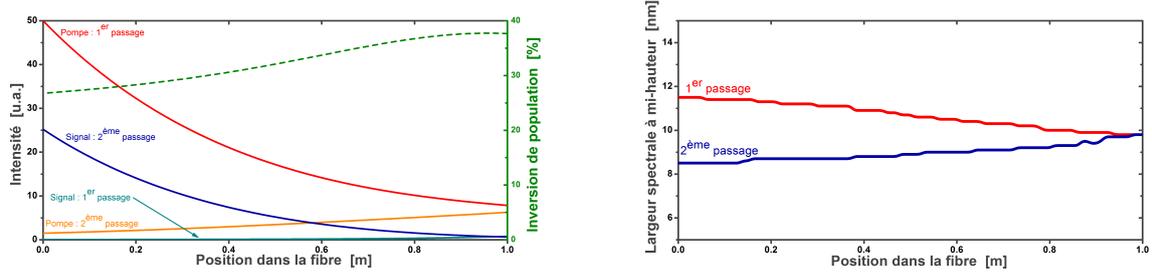
Nous avons réalisé une simulation du laser. Cette simulation repose sur les équations de taux de l'amplificateur et décrit l'évolution de l'inversion de population et de la puissance le long de la fibre. Il a été développé dans le cadre des lasers Erbium puis adapté aux lasers ytterbium [Morin 10]. Le modèle considère une fibre à double coeur : un coeur monomode de 62  $\mu\text{m}$  de diamètre pour le signal et un coeur multimode de 260  $\mu\text{m}$  de diamètre pour la pompe. Le dopage de la fibre est de 1.27 %, ce qui correspond à une densité d'ions ytterbium de  $n = 2.54 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ . La longueur de la fibre est fixée à 1 m et est découpée en 100 tranches  $dz$  de 1 cm. La longueur d'onde de la pompe est fixée dans notre cas à 976 nm. Cela correspond au maximum d'absorption de l'ytterbium. Il est possible d'effectuer un pompage soit co-soit contra-propagatif. Le modèle permet de connaître les niveaux de puissance de la pompe et du signal en tout point de la fibre dans les deux sens de propagation. Il prend en compte l'ASE mais ne le différencie pas du signal utile dans la résolution des équations. Il est résolu en longueur d'onde parce que le gain de l'ytterbium varie de manière importante sur la bande spectrale des impulsions considérées. Enfin, le modèle n'est pas résolu temporellement. Ainsi, pour résumer, il ne prend en compte que deux variables :  $z$ , la variable spatiale de propagation dans la fibre et  $\lambda$  la longueur d'onde.

À chaque position  $z$  de la fibre, l'ensemble des puissances est pris en compte pour calculer l'inversion de population. On calcule ensuite la variation  $dP(\lambda)$  de puissance à ajouter pour chaque longueur d'onde, avant de passer au pas  $dz$  suivant. La résolution se fait alternativement sur l'ensemble des signaux se propageant dans le sens positif (en considérant les puissances des signaux se propageant dans le sens négatif comme fixes), puis sur les signaux se propageant dans le sens négatif (sans variation des puissances se propageant dans le sens positif). Ce processus est répété jusqu'à ce que les puissances convergent vers la solution.

La configuration simulée est une configuration en double-passage pour la pompe et le signal. La pompe est placée de manière à avoir un pompage contra-propagatif lors du deuxième passage. Cela permet de réduire les non-linéarités générées lors de l'amplification [Guichard 16a]. Entre les deux passages, nous supposons qu'un système d'imagerie pour la pompe et le signal permet de recoupler 80 % de la puissance dans la fibre. Le signal injecté correspond au spectre mesuré en sortie d'injecteur fibré. La durée limitée par transformée de Fourier est de 125 fs. La puissance du signal injecté est de 50 mW, correspondant pour une cadence de 100 kHz à 500 nJ. La puissance de pompe est de 50 W. L'énergie en sortie d'amplificateur dans la simulation est de 250  $\mu\text{J}$ . Cela correspond à une énergie de 200  $\mu\text{J}$  après compression. Cela permet d'avoir des niveaux de gain comparables à ce qui est observé expérimentalement. L'efficacité optique est de 50 %. Cela correspond pour un laser à fibre fonctionnant en régime femtoseconde à une bonne efficacité. Les impulsions sont étirées à 400 ps. Les résultats sont présentés sur la figure II.10.

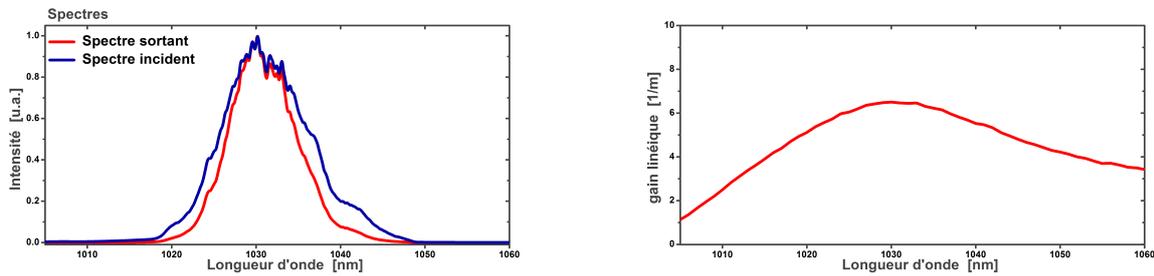
La figure II.10(a) montre l'évolution de la puissance de pompe et de signal lors du double-passage dans l'amplificateur. Le gain total dans l'amplificateur de puissance est de 27 dB. L'amplification est exponentielle au cours de la propagation. Cela signifie que le gain linéique moyen est quasiment constant au cours de la propagation. Cependant, comme nous pouvons le voir sur la figure II.10(d), il présente une valeur maximale de  $6 \text{ m}^{-1}$  à 1030 nm et diminue pour les autres longueurs d'onde. Ceci est une marque du rétrécissement spectral comme il est possible de le voir sur les figures II.10(b) et II.10(c). La largeur spectrale à mi-hauteur de l'impulsion se réduit graduellement dans l'amplificateur passant de 11.5 à 8.5 nm. Cela résulte en une augmentation de la durée limitée par transformée de Fourier de 25 % à 150 fs. Les longueurs d'onde centrales, déjà prépondérantes dans le spectre initial, sont bien plus amplifiées que les longueurs d'onde latérales du spectre.

Cette simulation est compatible avec les résultats de l'expérience. La durée limitée par transformée de Fourier est dans les deux cas proches (150 fs pour la simulation et 175 fs pour



(a) Niveaux de puissances de pompe (en rouge puis orange) et de signal (en bleu foncé puis clair) au premier et deuxième passage et inversion de population dans le milieu amplificateur

(b) Evolution de la largeur à mi-hauteur du spectre de l'impulsion en fonction de la position dans la fibre au premier (rouge) et au deuxième (bleu) passage.



(c) Spectre en entrée (bleue) et en sortie (rouge) d'amplificateur

(d) Gain linéique en fonction de la longueur d'onde

FIGURE II.10 – Simulation du comportement du laser sans utilisation de masque d'amplitude. Le spectre injecté correspond au spectre en sortie d'injecteur. La puissance injectée est de 50 mW. Le gain dans l'amplificateur est de 27 dB (soit 25.2 W en sortie).

l'expérience). Nous sommes donc capable de simuler le rétrécissement spectral par le gain et donc de l'anticiper.

## 2 Amplification d'impulsions façonnées spectralement

### 2.1 Optimisation de la forme du filtre spectral

L'utilisation d'un amplificateur non-linéaire dans l'injecteur permet d'augmenter la bande spectrale en sortie d'amplificateur de puissance. Toutefois, il ne permet pas de s'affranchir du rétrécissement spectral par le gain. Nous avons ainsi utilisé un masque d'amplitude avant amplification afin de maintenir une bande spectrale plus importante en sortie. En prenant en compte les différents pré-amplificateurs de l'injecteur, le gain réalisé après le système de façonnage est de 66 dB (réparti équitablement entre l'amplificateur de puissance et les pré-amplificateurs). L'utilisation du masque permet de compenser le rétrécissement spectral dans l'ensemble de cette chaîne.

Le filtre est optimisé selon deux paramètres : la durée limitée par transformée de Fourier et l'énergie répartie dans les pieds du profil temporel de l'impulsion limitée par transformée de Fourier. Nous allons ainsi préférer un spectre ayant une durée limitée par transformée de Fourier de 150 fs et présentant un résidu de 5 % de l'énergie dans les pieds plutôt qu'une impulsion de 130 fs ayant 20 % de l'énergie dans les pieds parce que, bien que plus longue, elle permet d'obtenir une puissance-crête plus élevée.

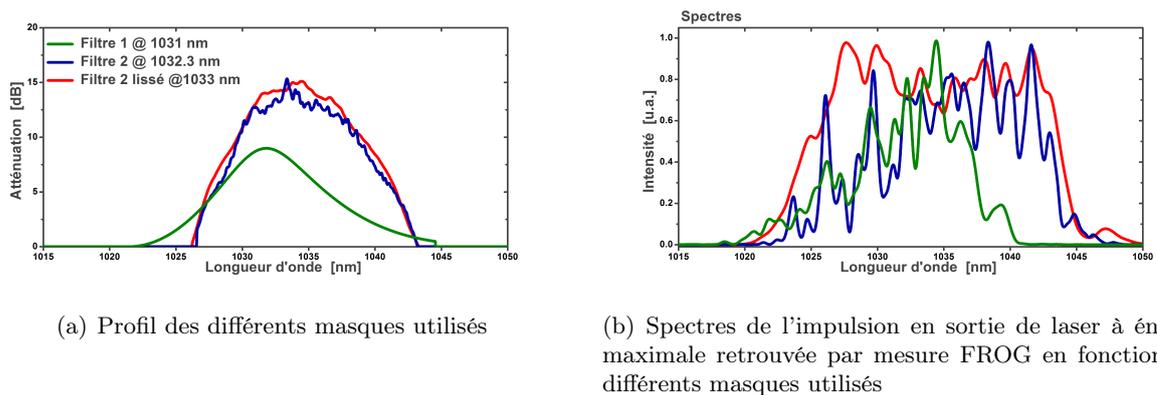
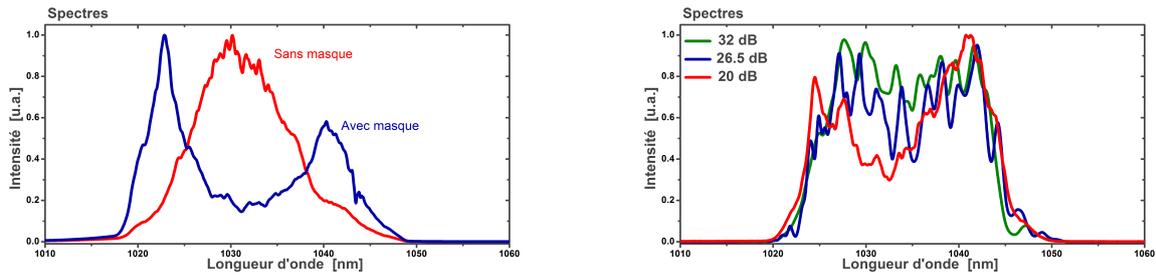


FIGURE II.11 – Masques d'amplitude utilisés pour optimiser la largeur spectrale du laser.

Le premier filtre utilisé consiste en une simple atténuation gaussienne modulée afin de suivre la courbe de gain de l'ytterbium dans le verre. Ce filtre présente une atténuation maximale de 9 dB à 1032 nm. Nous avons dissymétrisé le masque autour de la valeur maximale avec une pente plus faible sur les hautes longueurs d'onde afin de conserver le plus possible ces longueurs d'onde. Ce masque a permis de conserver une bande plus importante avec une durée limitée par transformée de Fourier de 160 fs mais, comme nous pouvons le voir sur le spectre de la figure II.11(b), la largeur spectrale ne couvre pas toute la bande du spectre de l'injecteur. Afin de concevoir un masque plus adapté, nous avons mesuré le spectre en sortie d'amplificateur à énergie maximale que nous avons utilisé, en l'inversant, comme fonction. Nous avons créé un seuil d'intensité sur le spectre afin de marquer la limite d'atténuation. Ce seuil nous permet de régler la profondeur d'atténuation (c'est-à-dire l'atténuation maximale) ainsi que les longueurs d'onde atténuées. Il a été réglé expérimentalement afin d'obtenir le spectre le plus large possible. Dans le cas du masque 2, ce seuil est de 6% de l'intensité maximale. Nous n'avons appliqué aucun traitement informatique sur le masque et comme on peut le voir, il présentait des modulations. Ces modulations se sont répercutées sur le spectre. Or un spectre modulé, lorsqu'il passe dans un amplificateur non-linéaire, voit ses modulations s'amplifier [Schimpf 08]. C'est ce qu'il est possible de voir sur le spectre bleu de la figure II.11(b). Ces modulations spectrales se traduisent dans le domaine temporel par la création de pré et post-impulsions. Le contenu de l'impulsion est alors dilué. Il est très difficile de connaître la relation de phase entre ces composantes et le pic principal de l'impulsion parce qu'il n'y a pas de recouvrement temporel. Nous n'avons donc pas pu retro-agir sur la phase pour compenser ce phénomène et les qualités temporelles obtenues avec ce masque ont été en dessous de nos attentes.

Afin de pallier ce problème, nous avons décidé d'appliquer un filtrage sur le masque d'amplitude dans le but de lisser ces variations. Nous avons réalisé le filtre 2 lissé en appliquant un moyennage de 0.7 nm. Ce filtre lissé nous a permis de générer un spectre moins chahuté en sortie d'amplificateur avec une durée limitée par transformée de Fourier raccourcie à 127 fs. Parce que le spectre en sortie d'amplificateur est de forme carrée, l'impulsion limitée par transformée de Fourier présente des pieds. Dans le cas du spectre optimisé, l'énergie des pieds représente environ 4 % de l'énergie totale de l'impulsion. La puissance crête de l'impulsion limitée par transformée de Fourier est de 2.25 GW.

Le spectre en sortie d'injecteur (figure II.12(a)) est fortement modifié par l'utilisation du masque d'amplitude. Ce masque permet notamment de conserver des longueurs d'onde supérieures à 1040 nm et inférieures à 1020 nm qui apparaissent à un faible niveau sans utilisation de masque. Après amplification, ces longueurs d'onde sont conservées. Cependant, dans la mesure où le masque d'amplitude est optimisé pour un certain niveau de gain, le spectre ne présente pas le même profil à tous les niveaux d'énergie (figure II.12(b)). Ainsi, pour un niveau de gain



(a) Spectres en sortie d'injecteur pour une cadence de 200 kHz

(b) Spectres en sortie d'amplificateur de puissance à différents niveaux de gain en utilisant le masque d'amplitude 3 lissé

FIGURE II.12 – Spectres dans la chaîne laser

de 20 dB le spectre conserve le creux autour de 1030 nm introduit par le masque d'amplitude (cf courbe rouge). Lorsqu'on augmente le niveau de gain, ce creux se résorbe petit à petit et le spectre atteint sa forme optimale lorsque le gain est de 32 dB, niveau auquel nous avons optimisé la forme du spectre.

Cela montre une première limite du masque d'amplitude : il ne s'adapte pas bien à un changement de niveau de gain dans la chaîne d'amplification. Nous perdons ainsi de la flexibilité sur l'utilisation du laser. Cela signifie que la durée limitée par transformée de Fourier du laser est optimisée à haute énergie. Nous traiterons à nouveau de ce sujet par la suite, en étudiant la compression en fonction de la cadence du laser.

## 2.2 Compression des impulsions

L'optimisation du spectre permet de diminuer la durée limitée par transformée de Fourier. Toutefois la phase résiduelle de l'impulsion est très importante et le profil temporel est fortement dégradé par l'utilisation d'un masque d'amplitude. Afin d'illustrer ce propos, la figure II.13 superpose les profils temporels dans le cas du système avec façonnage spectral avec et sans phase spectrale.

Le laser fonctionne à une énergie de 310  $\mu\text{J}$ . Le masque d'amplitude correspond au masque 2 lissé utilisé dans la partie précédente. Lorsque nous ne mettons pas de masque de phase, la durée de l'impulsion est de 170 fs et sa puissance-crête de 1.2 GW. Le rapport de Strehl n'est que de 62%. Ces performances sont très éloignées de ce que nous pouvons réaliser sans façonnage spectral. Les variations de la phase spectrale ne peuvent pas être compensées par optimisation du tirage ou de l'angle du compresseur et l'ajout d'un masque de phase avant amplification à l'aide de la matrice SLM est le seul moyen d'optimiser la qualité temporelle de l'impulsion. L'ajout de masque de phase sur l'appareil en amont de la chaîne d'amplification ne modifie pas le spectre de l'impulsion. Ceci nous permet d'agir sur la phase de l'impulsion sans modifier les caractéristiques du laser autre que la qualité temporelle après compression.

Si l'ensemble du système fonctionne en régime linéaire, la mesure de la phase à haute énergie suffit à optimiser la forme de l'impulsion. C'est ce que nous observons lorsque le système fonctionne à haute cadence ou bien pour des gains faibles à basse cadence ( $G < 25$  dB). Néanmoins lorsque l'énergie en sortie augmente le système est fortement non-linéaire. Par exemple, l'intégrale B estimée dans l'exemple présenté dans la figure II.13 est de 9.5 rad. Dans ces conditions, l'application d'une certaine phase ne garantit plus la suppression de la phase en

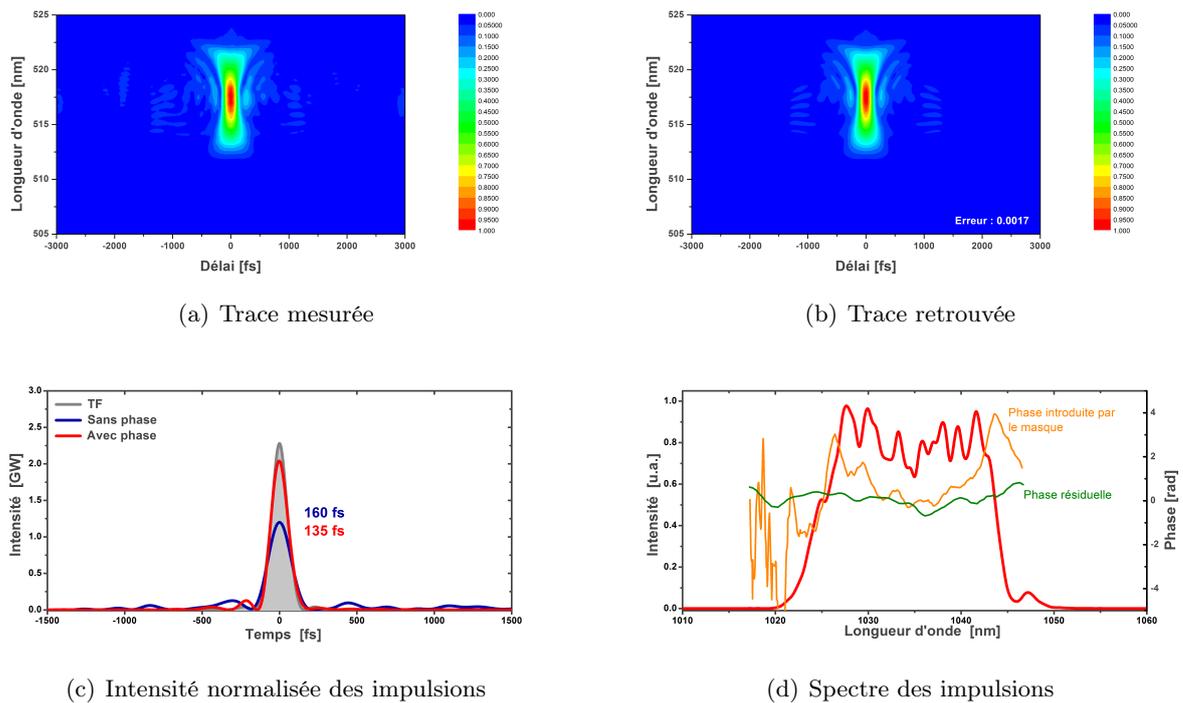


FIGURE II.13 – Résultats de mesure FROG sur un système laser avec un injecteur fibré large bande et un contrôleur de phase sans (rouge) et avec (bleu) retro-action de phase.

sortie d'amplificateur. Nous avons donc réalisé plusieurs itérations de phase sur l'impulsion. La compression de l'impulsion de la figure II.13 a ainsi nécessité 6 itérations et la phase totale introduite par la matrice SLM est tracée en orange sur la figure II.13(d). Les itérations sont réalisées manuellement. Dans un premier temps la phase de l'impulsion est mesurée à l'aide d'un dispositif FROG. Un script écrit sous Matlab permet ensuite d'adapter la forme de la phase à la forme acceptée par le SLM et surtout d'ajouter les phases des différentes étapes d'optimisation. Les variations de phase sont de 6 rad sur toute la plage spectrale. La compensation de phase permet de laisser une phase résiduelle sur l'impulsion présentant des variations inférieures au radian. Dans le domaine temporel, la durée de l'impulsion est ainsi réduite à 135 fs et la puissance-crête est de 1.93 GW correspondant à un rapport de Strehl de 88 %.

Ce système est le premier système étudié avec un injecteur fibré large bande optimisé. Les études suivantes ont permis d'améliorer la méthode d'optimisation. Nous commençons l'optimisation à une cadence élevée (typiquement 2 MHz) et réglons le compresseur afin d'avoir la meilleure qualité temporelle. Si cela s'avère nécessaire, nous ajoutons un masque de phase. A ce niveau d'énergie, les rapports de Strehl obtenus sont supérieurs à 95 %. Il est important de ne pas avoir de contenu hors du pic de l'impulsion car l'amplification non-linéaire augmente fortement le contenu des pieds de l'impulsion. Il est alors de plus en plus difficile de nettoyer ces pieds. Nous procédons ensuite à une optimisation à basse cadence avec un gain d'environ 27 dB (soit une énergie de 100  $\mu$ J) et nous finissons avec une dernière optimisation à très haute énergie. Le processus classique nécessite ainsi deux à trois retro-actions de la phase.

### 2.3 Vérification de la puissance-crête

Nous avons vérifié la puissance-crête de l'impulsion en injectant une fraction de signal dans une fibre monomode à maintien de polarisation dans le but d'élargir fortement le spectre. Les

caractéristiques de la fibre (aire effective, indice non-linéaire et dispersion) sont connues très précisément, ce qui nous permet de simuler, à partir du profil temporel retrouvé par la mesure FROG, l'élargissement que nous allons faire expérimentalement. En comparant les largeurs des spectres obtenus par simulation et par l'expérience nous sommes alors capable de savoir si l'estimation de la puissance-crête est réaliste.

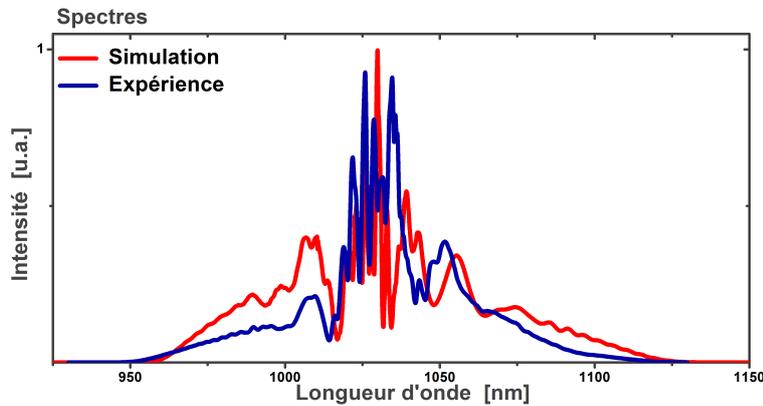
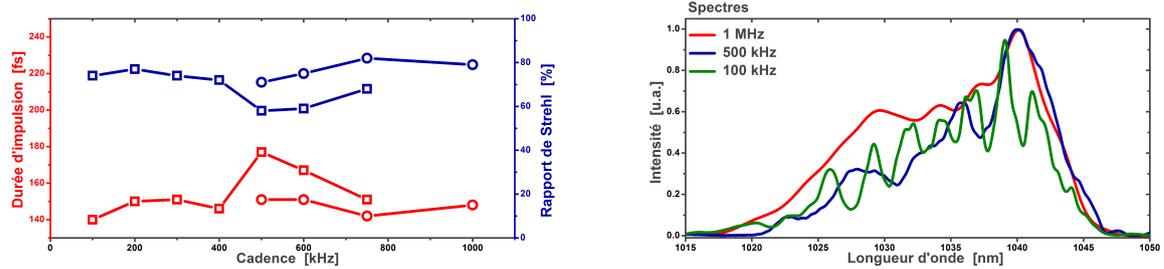


FIGURE II.14 – Vérification expérimentale de la puissance-crête du laser

Nous avons envoyé une très faible fraction de l'énergie du laser, 3.4 nJ (soit 340  $\mu\text{W}$ ), dans une fibre monomode (Thorlabs 980PM) ayant un diamètre de mode de 7.7  $\mu\text{m}$ , pour une longueur d'onde de 980 nm, d'une longueur de 1 m. Le spectre est mesuré ensuite à l'aide d'un analyseur de spectre optique. Ce spectre est comparé avec une simulation effectuée à l'aide d'un logiciel commercial (Fiberdesk). La dispersion de la fibre est prise comme celle tabulée pour la silice fondue à 1030 nm. L'indice non-linéaire de la silice à 1030 nm est de  $2.6 \cdot 10^{-20} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . Les autres effets non-linéaires (auto-raïdissement et effet Raman notamment) sont considérés comme inexistantes. Le spectre simulé (en rouge) est superposé au spectre expérimental (en bleu) sur la figure II.14. Les deux spectres présentent une largeur comparable, ce qui nous permet d'affirmer que la puissance-crête que nous avons mesurée est correcte. Cette vérification est une méthode qui permet de s'assurer que la mesure réalisée à l'aide du dispositif FROG n'est pas faussée, soit parce que la plage temporelle est trop petite et nous n'avons pas mesuré les composantes en dehors de cette plage, soit parce qu'il existe un faible piédestal qui est vu comme du bruit par la mesure et filtré lors du traitement de la trace mesurée.

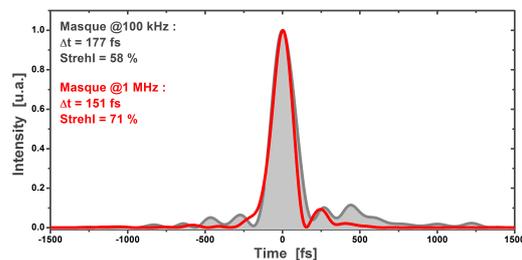
## 2.4 Impact de la cadence sur la compression des impulsions

Nous avons mené une étude sur l'impact de la cadence sur la qualité temporelle des impulsions lorsque nous utilisons un masque de phase et d'amplitude dans le contrôleur spectral. Le laser utilisé présentait la même architecture que le laser présenté précédemment. Le masque utilisé provenait de l'optimisation du laser à haute énergie (fonctionnement à 350  $\mu\text{J}$  à 100 kHz). L'idée était de voir combien de filtres étaient nécessaires entre 100 kHz et 1 MHz afin de garder une durée d'impulsion inférieure à 150 fs avec un rapport de Strehl supérieur à 70 %. Pour cela nous avons réalisé des mesures de qualité temporelle d'impulsion à différentes cadences avec le masque optimisé pour la haute énergie jusqu'à voir une dégradation notable de la qualité temporelle. Nous avons ensuite créé un deuxième masque optimisé pour une cadence de 1 MHz et avons réalisé d'autres mesures en diminuant la cadence du système. La figure II.15 montre les résultats de cette étude.



(a) Durée d'impulsion (courbes rouges) et Rapport de Strehl (courbes bleues) des impulsions avec le masque optimisé à 100 kHz (avec carré) et à 1 MHz (avec rond).

(b) Spectres des impulsions pour une cadence de 100 kHz (vert), 500 kHz (bleu) et 1 MHz (rouge).



(c) Compression de l'impulsion à 500 kHz avec le masque optimisé à 100 kHz (courbe grise) et à 1 Mhz (courbe rouge).

FIGURE II.15 – Résultat de l'étude de la qualité temporelle des impulsions lasers en fonction de la cadence du laser.

Avec cette étude, il est possible de voir l'influence d'un changement de niveau d'énergie sur la qualité temporelle de l'impulsion. Cela revient à faire varier l'intégrale B réalisée lors de l'amplification. Nous cherchons donc à étudier l'impact du masque de phase sur la qualité de compression temporelle de l'impulsion. Alors que le masque à 100 kHz est optimisé à haute énergie, la qualité temporelle se dégrade rapidement lorsque le niveau d'énergie diminue. La durée d'impulsion passe ainsi de 139 fs à 100 kHz à 150 fs à 750 kHz avec un rapport de Strehl qui se dégrade passant de 74 % à 68 %. Afin d'illustrer le propos, la figure II.15(c) montre le profil temporel de l'impulsion à une cadence de 500 kHz avec le masque à 100 kHz (courbe en gris) et avec le masque à 1 MHz (courbe en rouge). Le deuxième masque est mieux adapté à ce niveau d'énergie et la qualité temporelle de l'impulsion est fortement dégradée avec le premier masque. La puissance-crête de l'impulsion est de 440 MW dans le meilleur cas et seulement de 240 MW dans le mauvais cas. Au delà de la durée d'impulsion, la forme du masque a un impact important sur la puissance-crête accessible en sortie de système. Il est donc important d'optimiser au mieux le masque à chaque niveau d'énergie. Ce comportement contraint donc l'utilisateur du système et empêche l'utilisation de composants passifs dans le laser.

Il est possible de limiter le nombre de masques à utiliser. En effet, on peut voir sur la figure II.15(a) que le masque optimisé pour la haute énergie fonctionne bien sur une plage de 100 à 400 kHz (c'est-à-dire que les caractéristiques du systèmes ne sont pas dégradées de plus de 10 %). Idem pour le masque optimisé à 1 MHz qui peut être utilisé jusqu'à 600 kHz. Cela permet de conserver une certaine flexibilité sur le système. Cela est remarquable si on considère l'intégrale B réalisée. Lors de la simulation nous avons estimé qu'elle est de 9.5 rad pour une cadence de 100 kHz. Cela signifie qu'elle est seulement d'un quart de cette valeur pour une cadence de 400 kHz, soit 2.3 rad. Un masque de phase tolère donc des différence d'intégrale B de plusieurs

radians.

### 3 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons vu comment il est possible de réduire la durée des impulsions en sortie d'amplificateur de puissance en utilisant un amplificateur non-linéaire dans l'injecteur et un contrôleur spectral. Comme nous l'avons vu, l'injecteur fibré large bande permet d'augmenter la largeur spectrale de l'impulsion mais le spectre reste limité par la bande de gain de l'amplificateur. L'ajout d'un masque d'amplitude permet de créer un spectre carré sur une large bande, ce qui conduit à une forte augmentation de la largeur spectrale, comme le montre la figure II.16(b). Dans le domaine temporel, un système classique d'amplification d'impulsion avec des gains d'amplification de l'ordre de 30 dB présente des durées de l'ordre de 300 fs. L'utilisation d'un injecteur large bande permet de réduire la durée à 200 fs et enfin l'ajout d'un contrôleur spectral permet de descendre la durée des impulsions en dessous de 150 fs. Il n'est pas nécessaire d'utiliser une compensation de la phase, néanmoins celle-ci permet une amélioration notable de la qualité temporelle des impulsions, ce qui se traduit expérimentalement par une puissance-crête d'autant plus importante. Finalement, la puissance-crête, un paramètre important pour la compression non-linéaire, est de 2 GW dans les systèmes très courts.

Système	Caractéristiques	Résultat
Système classique	$\Delta\lambda$	7.4 nm
	Durée	280 fs (239 fs)
	Énergie	266 $\mu$ J
	Puissance-crête	0.815 GW (1.03 GW)
	Rapport de Strehl	79%
Système court	$\Delta\lambda$	10.5 nm
	Durée	210 fs (175 fs)
	Énergie	200 $\mu$ J
	Puissance-crête	0.8 GW (1.05 GW)
	Rapport de Strehl	76%
Système court avec façonnage spectral	$\Delta\lambda$	19 nm
	Durée	135 fs (127 fs)
	Énergie	310 $\mu$ J
	Puissance-crête	1.93 GW (2.25 GW)
	Rapport de Strehl	88%

TABLE II.3 – Tableau résumé des performances des différents systèmes laser. Entre parenthèse : caractéristiques de l'impulsion limitée par transformée de Fourier

L'optimisation du laser a permis de générer des impulsions avec des durées encore jamais atteintes avec des chaînes d'amplification présentant des énergies d'impulsion aussi importantes. L'utilisation du façonnage spectral permet de conserver une bande spectrale très large malgré un gain entre le façonneur et la sortie de la chaîne de plus de 60 dB. Ce gain est bien supérieur aux travaux précédents sur la réduction de la durée dans les lasers à fibre dopée ytterbium. Toutefois cette durée est encore très éloignée du régime des quelques cycles optiques (135 fs correspond à 39 cycles optiques à 1030 nm). La réduction de la durée des impulsions n'est maintenant plus optimisable au sein de la chaîne d'amplification sans modifications majeures du laser. Le développement de systèmes de compression non-linéaires utilisés après amplification apparaît

alors comme une solution alternative plus simple à la réduction de la durée des impulsions. Cette technique sera développée dans le chapitre suivant.

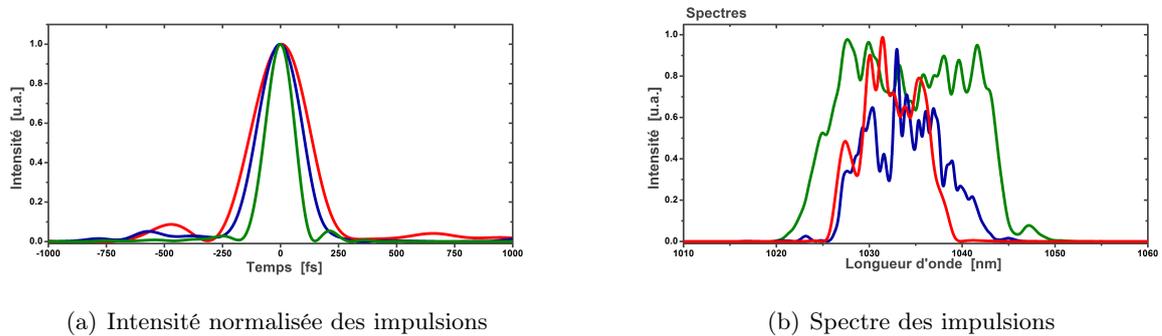


FIGURE II.16 – Comparaison des différents systèmes laser. En rouge : système classique. En bleu : système avec injecteur large bande. En vert : système avec injecteur large bande et contrôleur de phase

Ce développement a été adapté sur l'amplificateur à fibre Tangerine de l'entreprise Amplitude Systèmes avec le développement d'une option dite *Short Pulse*. La durée des impulsions en sortie de système spécifiée pour cette option est de 150 fs au lieu de 350 fs pour un système classique. Au cours de cette thèse, les systèmes présentant des impulsions à 150 fs ont ainsi pu être utilisés dans des collaborations afin de réaliser des harmoniques d'ordre élevé du laser [Inés Gonzalez 18] ou encore afin de réaliser des expériences de spectroscopie.

Au cours des expériences, nous avons remarqué que pour des systèmes peu non-linéaires, le masque de phase à introduire afin de comprimer au mieux l'impulsion n'était pas nécessaire ( $E < 100 \mu\text{J}$ ). Il est possible d'imaginer un composant passif à la place du SLM utilisé pour réaliser les masques d'amplitude et de phase sur le spectre pour ce type de système. Néanmoins cela ne peut pas être réalisé dans le cas de systèmes fortement énergétiques et non-linéaires. En effet, nous n'avons jamais réussi à comprimer l'impulsion avec un rapport de Strehl ( $> 70\%$ ) sans retro-action sur la phase spectrale du laser.



## Chapitre III

# Compression non-linéaire en capillaire

### Objectifs

---

Ce chapitre est consacré à la réduction de la durée d'impulsion par utilisation d'un système de compression non-linéaire en capillaire. Dans un premier temps nous étudions la propagation d'un faisceau dans un capillaire et expliquons le dimensionnement des capillaires afin de réaliser un étage de compression non-linéaire efficace et présentant un important facteur de compression ( $F > 5$ ). Nous démontrons ensuite la compression non-linéaire d'un laser à fibre dopée ytterbium et étudions l'impact de l'auto-focalisation sur les performances du système. Nous démontrons l'adaptabilité de la solution en réalisant la compression non-linéaire d'un laser industriel d'Amplitude Laser Group : le Tangor. Enfin nous étudions les limites du système en utilisant un laser dont la durée a été optimisée par façonnage spectral comme présenté au chapitre 2.

---

**Sommaire**

<b>1 Propagation d'impulsions courtes dans un capillaire</b>	<b>75</b>
1.1 Étude théorique	75
1.1.1 Modes de propagation	75
1.2 Tolérancement au couplage	77
1.2.1 Pertes de propagation	79
1.2.2 Impact de l'ionisation sur la propagation de l'impulsion	81
1.2.3 Impact de l'auto-focalisation sur la propagation	82
1.3 Dimensionnement des capillaires	82
<b>2 Compression non-linéaire d'un amplificateur à fibre</b>	<b>85</b>
2.1 Montage expérimental	85
2.2 Paramètres en entrée	87
2.3 Transmission du module	88
2.4 Résultats de compression non-linéaire	88
2.5 Résultats des études de stabilité et de cadence	89
2.6 Conclusion	91
<b>3 Montée en puissance moyenne d'un système de compression non-linéaire : Compression d'un Tangor</b>	<b>91</b>
3.1 Enjeux	91
3.2 Montage	92
3.3 Résultats	93
3.4 Conclusion	94
<b>4 Étude aux limites de l'étage de compression non-linéaire : application à l'amplificateur à fibre de courte durée</b>	<b>94</b>
4.1 Montage	94
4.1.1 Intégrale B accumulée par le système	96
4.2 Résultats expérimentaux et discussions	97
4.3 Limitations	100
<b>5 Conclusion</b>	<b>101</b>

---

# 1 Propagation d'impulsions courtes dans un capillaire

## 1.1 Étude théorique

### 1.1.1 Modes de propagation

Un capillaire est un tube de verre creux dont le rayon interne  $a$  du cœur creux varie de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$  à plusieurs centaines de  $\mu\text{m}$ . Ce tube de verre n'est pas un guide d'onde parce qu'il ne respecte pas de condition de guidage mais il présente néanmoins des modes propres qui peuvent se propager avec des pertes dans le capillaire. La propagation d'un champ électrique dans un capillaire a été étudiée dans sa forme la plus générale de manière théorique par Marcatilli en 1964 [Marcatili 64] et plus spécifiquement dans le cas d'une impulsion polarisée linéairement, de manière théorique et expérimentale, dans le cadre du travail de Nisoli [Nisoli 96, Nisoli 97]. Les effets en jeu sont bien décrits dans la thèse d'Arnaud Malvache [Malvache 11]. En régime linéaire, la propagation d'un faisceau dans un capillaire peut être décrite sur un ensemble de modes propres à pertes.

Dans un capillaire, l'amplitude spatiale  $A(r, \theta)$  satisfait l'équation :

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} A + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} A + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} A + (k_0^2 - k^2) A = 0 \quad (\text{III.1})$$

Avec  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ , le vecteur d'onde de propagation sans guide d'onde et  $k$ , le vecteur d'onde dans le guide d'onde. Les conditions aux limites à l'interface air-verre du cœur imposent une nullité du champ, ce qui se traduit mathématiquement par la relation :  $A(a, \theta) = 0$ . Avec ces conditions, l'équation III.1 admet comme solution les modes de Bessel qui se décomposent selon les formes :

$$\begin{cases} A_{nm}(r, \theta) = J_n\left(\frac{u_{nm}r}{a}\right) \cos(n\theta) & (\text{III.2a}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_{nm}(r, \theta) = J_n\left(\frac{u_{nm}r}{a}\right) \sin(n\theta) & (\text{III.2b}) \end{cases}$$

$$\begin{cases} n = 0, 1, \dots \text{ et } m = 1, 2, \dots & (\text{III.2c}) \end{cases}$$

$J_n$  est la fonction de Bessel d'ordre  $n$  et  $u_{nm}$  est le  $m$ -ième zéros de la fonction de Bessel d'ordre  $n$ . Pour  $n = 0$  il n'y a qu'une solution non-nulle aux équations III.2. Au delà, il existe une dégénérescence avec deux fonctions en opposition de phase. Ces solutions forment une base orthonormée.

Le vecteur d'onde de propagation des différents modes suit la relation :

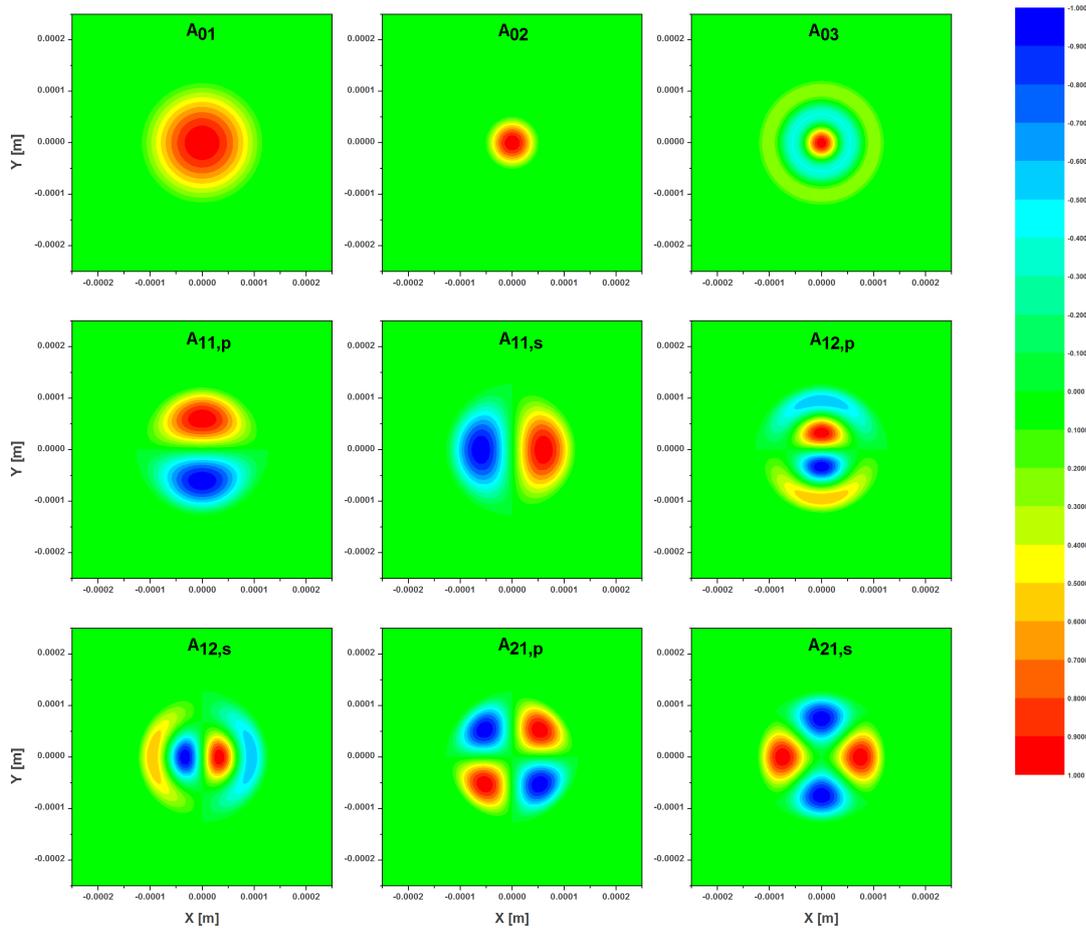
$$k_{nm} = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{u_{nm}}{a}\right)^2} \quad (\text{III.3})$$

Les premiers zéros des trois premières fonctions de Bessel sont résumés dans le tableau suivant :

n	m		
	1	2	3
0	2.4048	5.5201	8.6537
1	3.8317	7.0156	10.1735
2	5.1356	8.4172	11.6198

TABLE III.1 – Tableau de valeurs des premiers zéros des fonctions de Bessel 0,1 et 2.

Il est possible de tracer les premiers modes du capillaire grâce aux valeurs du tableau III.1. Ces modes sont tracés sur la figure III.1.

FIGURE III.1 – Décomposition des premiers modes  $A_{nm}$ 

Les modes  $A_{0m}$  affichés sur la figure III.1 de la base présentent une symétrie cylindrique comme les faisceaux des lasers qui sont des faisceaux gaussiens. Un faisceau gaussien va donc se décomposer sur ces modes seulement dans des conditions d'injection idéales (c'est-à-dire en l'absence de tilt et d'aberration). C'est pourquoi, par la suite, nous allons nous intéresser principalement à la propagation des modes  $A_{01}$ ,  $A_{02}$  et  $A_{03}$  dans le capillaire.

Le premier mode  $A_{01}$  présente un profil très proche d'un mode gaussien. Il existe toutefois une légère différence sur les profils transverses. La figure III.2 compare le mode de Bessel  $A_{01}$  d'un capillaire de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre interne avec le mode gaussien qui couple le plus d'énergie dans le mode de Bessel. En calculant le recouvrement entre le faisceau gaussien et le faisceau de Bessel, on trouve que le diamètre optimal du faisceau gaussien incident (à 13.5 % en intensité) correspond à 64% du diamètre du capillaire. Dans le cas présenté à la figure III.2, cela correspond à un diamètre de 160  $\mu\text{m}$ . Toutefois, même avec un faisceau de diamètre optimal, le recouvrement n'est pas parfait. Cela entraîne des pertes de couplage intrinsèque. Ainsi, pour un faisceau gaussien parfait (c'est-à-dire dont le facteur de mode  $M^2$  est égal à 1) avec un waist égal au rayon optimal, le couplage est de 98.07 %.

Ces pertes de couplage s'additionnent aux pertes de propagation intrinsèque à la physique du capillaire.

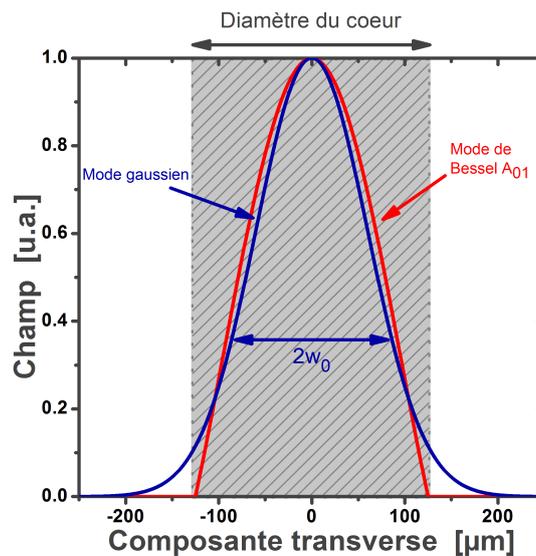


FIGURE III.2 – Comparaison entre le mode fondamental de propagation  $A_{01}$  dans un capillaire de diamètre interne  $250\ \mu\text{m}$  et le mode gaussien parfait qui présente le meilleur recouvrement avec ce mode.

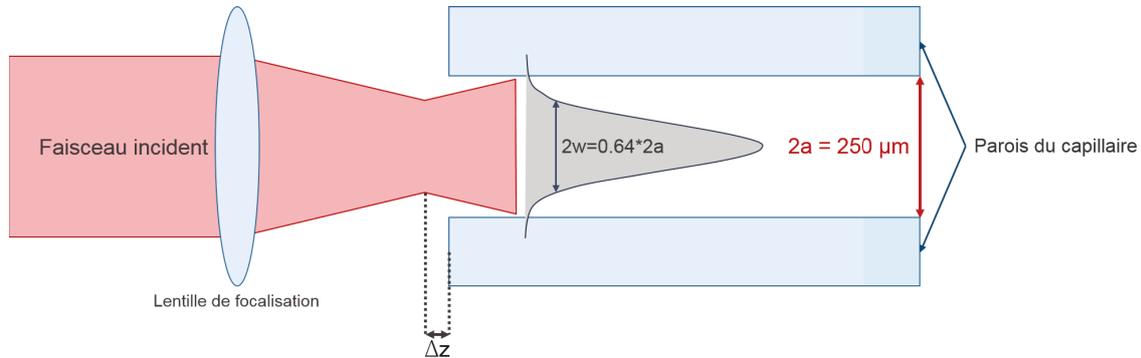
## 1.2 Tolérancement au couplage

Ce paragraphe étudie l'impact sur le couplage d'un décalage de la focalisation du faisceau  $\Delta z$  par rapport au bord du capillaire et d'une erreur sur le diamètre du faisceau (figure III.3(a)). Pour cela nous avons simulé le pourcentage de l'énergie couplée dans les trois premiers modes  $A_{01}$ ,  $A_{02}$  et  $A_{03}$  lors de l'injection du faisceau dans le capillaire pour les deux cas de figure cités précédemment. Afin de quantifier la sensibilité des réglages, nous regardons à quel écart correspond une chute d'efficacité du couplage de 5%, c'est à dire à un couplage de 93%.

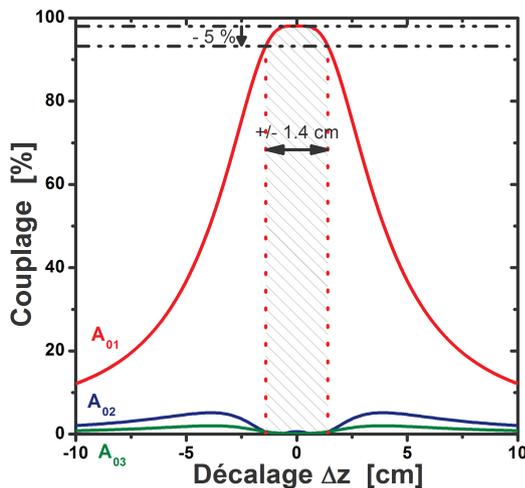
La première simulation (figure III.3(b)), montre le couplage lorsque le point de focalisation du faisceau est décalé par rapport à la face du capillaire. Le rayon du faisceau est considéré dans ce cas comme parfaitement adapté au capillaire, c'est-à-dire qu'il respecte la condition  $w_0 = 0.64a$ . On observe sur la courbe du mode  $A_{01}$  un plateau autour de la position optimale puis une chute rapide du couplage. Dans le cadre du critère défini, le décalage maximal que nous nous autorisons est de  $\pm 1.4\ \text{cm}$ . Cela permet de positionner la lentille d'injection à la main en entrée de capillaire, sans utiliser de platine de translation. Lorsqu'on respecte cette condition, les modes  $A_{02}$  et  $A_{03}$  sont presque inexistantes. En effet, leurs couplages cumulés représentent au maximum 1 % du couplage total. Ces modes peuvent donc être négligés dans les conditions d'injection respectant le critère défini.

La deuxième simulation (figure III.3(c)), montre le couplage lorsque la taille du waist n'est pas bien optimisée. Lorsque le waist est trop petit, on observe une chute de l'efficacité de couplage dans le mode  $A_{01}$  qui s'accompagne d'une augmentation du couplage dans les modes supérieurs. Cela s'explique parce que le lobe principal de ces modes est plus étroit que celui du mode fondamental. Ainsi, plus on réduit la taille du faisceau gaussien et plus le recouvrement avec les modes supérieurs augmente. Le couplage dans ces modes peut même devenir prédominant lorsque la taille du faisceau est divisée par deux. A l'inverse lorsque le diamètre de faisceau est plus important que le diamètre optimal, le couplage dans les modes  $A_{02}$  et  $A_{03}$  augmente mais dans une proportion bien moins importante. Le couplage total sur les trois modes diminue au fur et à mesure de l'augmentation du diamètre du faisceau (pour un diamètre de  $280\ \mu\text{m}$ , celui-ci est de 76 %). Cette chute globale du couplage est due au fait que le faisceau déborde hors du cœur du capillaire. La fraction d'énergie qui se propage dans la gaine de verre est alors

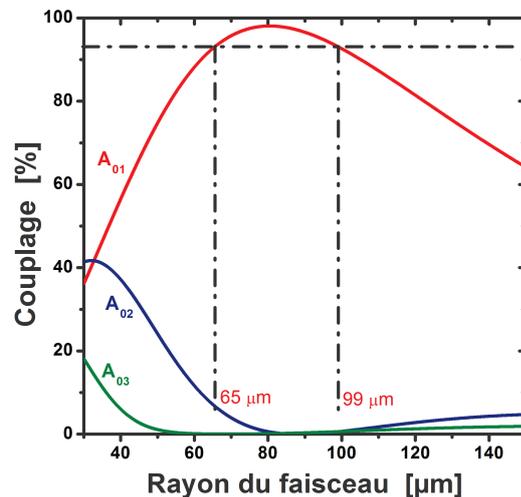
perdue. La taille du waist doit être comprise entre 65 et 99  $\mu\text{m}$  afin de respecter le critère d'efficacité. Cela permet d'avoir une marge d'environ 15 % sur la taille du waist.



(a) Schéma de principe de la focalisation d'un faisceau dans un capillaire de 250  $\mu\text{m}$ .



(b)



(c)

FIGURE III.3 – (a) schéma de principe du capillaire simulé. Le cœur présente un diamètre de 250  $\mu\text{m}$ . En bas : Couplage dans le mode  $A_{01}$  (en rouge), dans le mode  $A_{02}$  (en bleu) et dans le mode  $A_{03}$  (en vert) lorsque le waist du faisceau est décalé par rapport à l'entrée du capillaire (b) et lorsque la taille du waist varie autour de l'optimum (c).

Dans des conditions optimales (taille de faisceau et focalisation parfaites), le couplage dans les modes  $A_{01}$ ,  $A_{02}$  et  $A_{03}$  est respectivement de 98.07 %, 0.6 % et 0.13 %. Le capillaire peut, dans ces conditions, être considéré comme monomode par analogie aux fibres optiques.

### Impact de la qualité de mode sur le couplage

Les simulations précédentes du couplage prennent en compte un faisceau gaussien dont le facteur de qualité  $M^2$  vaut 1. La dégradation de la qualité de mode a pour conséquence une baisse du couplage dans le mode fondamental. Nous avons simulé ce phénomène en dégradant le facteur de qualité  $M^2$  du faisceau en introduisant une aberration sphérique dans le faisceau. Nous avons considéré que le diamètre du faisceau est identique au faisceau parfait et que le

faisceau se focalise exactement à l'entrée du capillaire. La figure III.4 trace les courbes de couplage sur les trois modes du capillaire étudiés pour des facteurs  $M^2$  variant de 1 à 1.64. La dégradation du couplage dans le mode  $A_{01}$  est importante, passant de 98.07 % à 77.75 % pour un facteur  $M^2$  de 1.64. L'énergie perdue dans ce mode est principalement transférée dans le second mode  $A_{02}$  dont le couplage monte à 14.6 %.

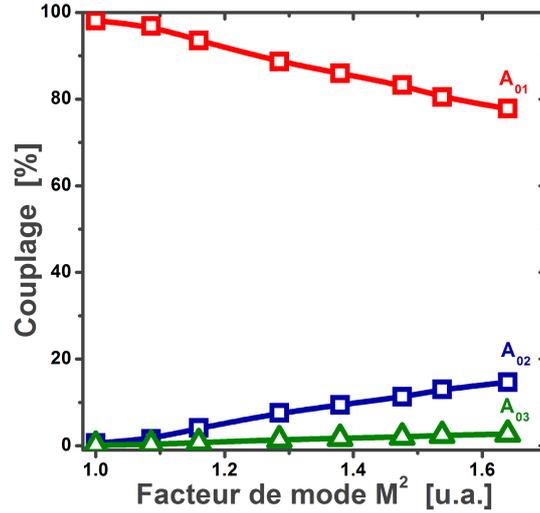


FIGURE III.4 – Couplage du faisceau dans les trois premiers modes  $A_{01}$ ,  $A_{02}$  et  $A_{03}$  en fonction du facteur de mode  $M^2$ .

La dégradation de la qualité du faisceau a donc pour conséquence une diminution de la fraction d'énergie couplée dans le mode  $A_{01}$  au profit des modes supérieurs.

### 1.2.1 Pertes de propagation

Aux pertes de couplage s'ajoutent des pertes de propagation. Ces pertes pour chaque mode propre dépendent de deux paramètres : le rapport entre la longueur d'onde de l'impulsion et la taille du cœur creux ainsi que la longueur du capillaire. La puissance transmise, pour les modes  $A_{0m}$ , peut s'estimer avec la relation suivante [Marcatili 64] :

$$P_{out} = TP_{in} = e^{-2\alpha_{nm}L} P_{in} \quad (\text{III.4})$$

avec  $\alpha_{nm}$  le coefficient d'atténuation du mode  $A_{nm}$  défini par la relation suivante :

$$\alpha_m = \left( \frac{u_{0m}}{2\pi} \right)^2 \frac{\lambda^2}{2a^3} \frac{\nu^2 + 1}{\sqrt{\nu^2 - 1}} \quad (\text{III.5})$$

où  $\nu$  représente le rapport entre l'indice du verre du capillaire et l'indice du gaz. Dans la mesure où l'indice d'un gaz est très proche de 1, ce rapport peut être approximé par l'indice du verre, soit environ 1.45 à 1030 nm pour des verres classiques.

A partir de l'équation III.5, nous pouvons faire deux remarques :

- Les pertes sont proportionnelles au carré de la longueur d'onde  $\alpha \propto \lambda^2$ . Il est donc préférable de réduire la longueur d'onde de l'impulsion, à diamètre de capillaire constant, afin de réduire les pertes de propagation. Dans l'optique de réaliser des sources femtoseconde dans le visible, le capillaire devient ainsi un excellent milieu car les pertes à 515 nm, longueur d'onde doublée du laser, sont divisées par 4 par rapport aux pertes à la longueur d'onde fondamentale.

— Les pertes sont inversement proportionnelles au diamètre du capillaire  $\alpha \propto \frac{1}{a^3}$ . Il est donc très intéressant d'augmenter le diamètre du capillaire pour réduire fortement les pertes de propagation.

Dans le cas d'un capillaire de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre et d'indice optique de 1.45 avec un spectre centré à la longueur d'onde de 1030 nm, les constantes valent :

$$\begin{cases} \alpha_1 = 0.1176 \text{ m}^{-1} & \text{(III.6a)} \\ \alpha_2 = 0.6194 \text{ m}^{-1} & \text{(III.6b)} \\ \alpha_3 = 1.5222 \text{ m}^{-1} & \text{(III.6c)} \end{cases}$$

On déduit de ce calcul que les modes  $A_{02}$  et  $A_{03}$  sont bien plus atténués que le mode  $A_{01}$ . La figure III.5 montre les pertes de propagation normalisées subies par les modes d'un capillaire de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre dont la longueur varie jusqu'à 2 m. Cette figure montre que les modes autres que le mode  $A_{01}$  subissent des pertes de propagation supérieures. En prenant en compte le couplage parfait, les fractions du mode  $A_{02}$  et du mode  $A_{03}$  dans un capillaire de diamètre interne 250  $\mu\text{m}$  et de longueur 1 m sont respectivement de 0.17 % et de 0.006 % alors que la transmission du mode  $A_{01}$  est de 77.5 %. Ces modes peuvent donc, en l'absence de couplage lors de la propagation, être négligés dans un capillaire présentant un diamètre interne de 250  $\mu\text{m}$ .

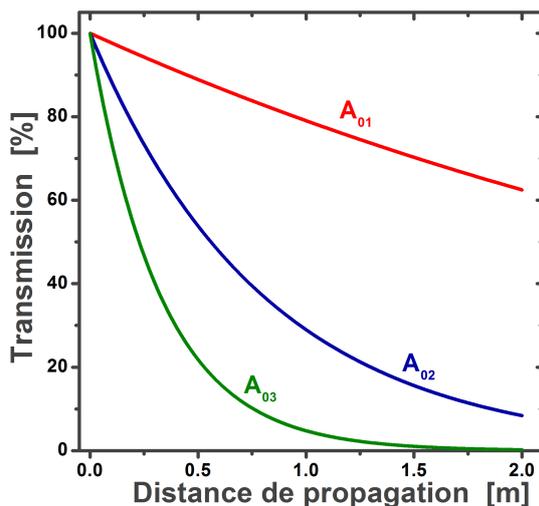


FIGURE III.5 – Transmission des modes  $A_{01}$  (rouge),  $A_{02}$  (bleu),  $A_{03}$  (vert) pour une distance de propagation comprise entre 0 et 2 m dans un capillaire de 250  $\mu\text{m}$ .

Les pertes de propagation réduisent la puissance-crête disponible au cours de la propagation et donc la force de l'interaction non-linéaire. La longueur effective du capillaire  $L_{eff}$  permet de prendre en compte les pertes de propagation dans le calcul. Ce processus est équivalent à dire que la puissance-crête de l'impulsion est conservée au cours de la propagation mais que le capillaire possède une longueur effective plus courte que sa longueur réelle. L'expression de cette longueur effective pour un faisceau se propageant dans le mode  $A_{01}$  est :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha_1 L}}{\alpha_1} \quad \text{(III.7)}$$

Par exemple, la longueur effective d'un capillaire de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre et 1 m de longueur traversée par une impulsion à une longueur d'onde centrale de 1030 nm est de 0.95 m. Cette expression va être utile pour le dimensionnement des capillaires.

### 1.2.2 Impact de l'ionisation sur la propagation de l'impulsion

Si l'intensité dans le capillaire est suffisamment importante, il est possible d'ioniser le milieu dans lequel le faisceau se déplace. L'ionisation du milieu a plusieurs conséquences sur la propagation de l'impulsion. D'une part, elle entraîne une chute de la transmission du capillaire parce qu'une partie de l'énergie de l'impulsion sert à ioniser le milieu. D'autre part, des effets non-linéaires apparaissent dans le plasma créé par ionisation :

- **la défocalisation plasma** : le plasma créé par ionisation ne présente pas le même indice optique que le gaz non ionisé. Au contraire de l'effet Kerr, l'indice optique non-linéaire diminue avec l'augmentation de l'intensité. Cela crée une lentille divergente qui, dans le cas d'un capillaire, va coupler le faisceau dans des modes d'ordre supérieur, entraînant une chute de la transmission.
- **le ralentissement plasma** : l'impulsion est ralentie par l'augmentation d'indice de groupe du milieu.
- **le décalage plasma vers le bleu** : la création d'électrons libres entraîne l'apparition d'une phase temporelle supplémentaire dépendante de la densité d'électrons libre dans le plasma lors de la propagation de l'impulsion dans le capillaire. Cela a pour conséquence de créer de nouvelles longueurs d'onde vers les fréquences les plus élevées du spectre.

Dans nos applications, nous souhaitons éviter l'ionisation du milieu. C'est pourquoi il est important de se placer sous l'intensité limite dans les gaz rares utilisés. Comme le taux d'ionisation est très fortement non-linéaire avec l'intensité incidente, il est possible de négliger l'ionisation lorsque l'intensité du faisceau est inférieure à l'intensité de suppression de la barrière de potentiel de l'atome [Faure 01, Geindre 06].

Le tableau ci-dessous montre les différentes valeurs d'intensité limite pour les gaz rares calculées à partir du critère énoncé ci-dessus. Les intensités de suppression de barrière de potentiel sont obtenues à partir des potentiels d'ionisation tabulés dans le Handbook of Chemistry and Physics [Han 18].

Élément	$I_p$ (eV)	Intensité limite $I_{lim}$ ( $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$ )	$\frac{2\pi}{\lambda}n_2I_{lim}$ ( $\text{rad}\cdot\text{m}^{-1}$ )
Hélium	24.58	$1.4 \cdot 10^{15}$	26
Néon	21.56	$8.6 \cdot 10^{14}$	45
Argon	15.76	$2.4 \cdot 10^{14}$	140
Krypton	14	$1.5 \cdot 10^{14}$	200
Xénon	12.13	$8.7 \cdot 10^{13}$	265

TABLE III.2 – Tableau résumant les intensités d'ionisation des gaz rares.

Ces valeurs sont des estimations grossières des intensités limites. Il est ainsi possible de les dépasser sans observer expérimentalement d'ionisation. Toutefois, afin de se prévenir de tout problème il est préférable d'opérer le système avec une intensité inférieure à cette intensité limite.

La deuxième observation qui vient à la suite du calcul de l'intensité limite est que le rapport entre cette intensité et l'indice non-linéaire de chaque gaz rare n'est pas constant. Il est plus favorable dans le cas d'atome lourd (c'est-à-dire pour le xénon). Cela signifie qu'il est possible de faire plus d'effets non-linéaires dans du xénon que dans du néon avant d'atteindre la limite d'ionisation. On remarque toutefois que les valeurs d'intégrale B sont très importantes dans le cas des atomes lourds. Cela signifie que, a priori, l'ionisation ne sera pas limitante pour la réalisation de grands facteurs de compression.

### 1.2.3 Impact de l'auto-focalisation sur la propagation

L'auto-focalisation est l'aspect spatial de l'effet Kerr qui déforme le faisceau. Dans le cas d'un capillaire, cet effet va focaliser le faisceau et ainsi augmenter l'intensité du faisceau. Dans un premier temps les effets non-linéaires vont donc être exacerbés mais rapidement cela va coupler l'énergie du mode  $A_{01}$  vers des modes plus confinés spatialement. Il résulte que l'énergie disponible dans le mode  $A_{01}$  diminue fortement en présence d'auto-focalisation et l'énergie perdue est couplée dans les modes  $A_{02}$  et  $A_{03}$  [Malvache 11]. Comme nous le verrons par la suite (paragraphe 1.3), l'auto-focalisation est à prendre en compte afin de réaliser le système le plus efficace pour la compression de source ytterbium.

## 1.3 Dimensionnement des capillaires

Le dimensionnement des capillaires doit prendre en compte tous les effets physiques qui s'appliquent à l'impulsion durant sa propagation. Les deux principaux effets limitant l'élargissement dans un capillaire sont l'auto-focalisation et l'ionisation. Il y a donc deux critères principaux à respecter [Böhle 14] : (1) l'intensité du faisceau est inférieure à l'intensité limite définie dans le paragraphe précédent afin d'éviter l'ionisation du gaz ; (2) la puissance-crête de l'impulsion est inférieure à la puissance critique du gaz définie dans le paragraphe 1.5.1 (page 29).

$$\begin{cases} I_c = \frac{2P_c}{A_{eff}} < I_{lim} & \text{(III.8a)} \\ P_c < \frac{1}{2}P_{crit} = \frac{1}{2} \frac{\lambda_0^2}{8n_0n_{2,eff}} & \text{(III.8b)} \end{cases}$$

avec  $n_{2,eff} = n_{2p}$ , l'indice non-linéaire effectif du gaz dépendant de la pression  $p$ . La formule de l'intensité est valable dans le cas d'un faisceau gaussien dont l'aire effective vaut  $A_{eff} = \pi w^2$ . Comme nous l'avons vu précédemment le premier mode du capillaire est proche d'un mode gaussien de rayon  $0.64a$ . Par la suite nous considérerons ainsi que l'aire effective du faisceau dans le capillaire vaut  $A_{eff} = 0.4\pi a^2$ , soit pour un capillaire présentant un cœur de  $250 \mu\text{m}$  une aire de  $1.96 \cdot 10^4 \mu\text{m}^2$ . Le facteur  $\frac{1}{2}$  de la seconde équation est un facteur correctif provenant de l'expérience que nous expliquerons dans la suite du chapitre.

La difficulté du dimensionnement des capillaires est visible dans ces deux critères. En effet, si le critère sur l'ionisation ne dépend que de la nature du gaz, celui sur l'auto-focalisation dépend aussi de la pression de gaz par le biais de l'indice non-linéaire effectif  $n_{2,eff}$ . Plus la pression de gaz est importante et plus la puissance-crête qu'il est possible d'injecter dans le capillaire est limitée. Il y a donc un compromis entre effets non-linéaires, taille de capillaire et puissance-crête. La suite de cette section montre le raisonnement mis en œuvre afin de définir les paramètres importants de l'étage de compression non-linéaire. Le laser considéré est un laser Tangerine dont les caractéristiques sont des caractéristiques typiques de ce laser. L'énergie est de  $250 \mu\text{J}$  et la durée de  $280 \text{ fs}$ . La puissance-crête résultante est donc de  $900 \text{ MW}$ . Nous choisissons d'utiliser du xénon.

La première étape du dimensionnement est de déterminer la limite imposée par l'ionisation en respectant le critère III.8a. Ce critère d'ionisation va fixer un diamètre interne minimal de capillaire. En effet, afin d'avoir une intensité inférieure à l'intensité limite, il est nécessaire que l'aire effective du faisceau soit suffisamment importante. L'intensité limite dans le xénon est de  $8.7 \cdot 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ . Pour une puissance-crête de  $900 \text{ MW}$ , le diamètre minimal afin de respecter le critère III.8a est donc de  $90 \mu\text{m}$ . On remarque que, dans le cas concerné ici, l'ionisation est très peu limitante sur le processus. En effet, les capillaires de si petits diamètres ne sont quasiment jamais utilisés du fait des pertes de propagation très élevées comme nous le verrons

dans la suite du dimensionnement.

Le second critère III.8b impose une pression maximale dans le capillaire. La pression maximale, définie à partir du critère, vaut alors :

$$p_{max} = \frac{\lambda_0^2}{16n_0n_2P_c} \quad (\text{III.9})$$

Dans le xénon, la puissance critique à 1 bar de gaz est de 2.65 GW. La pression maximale afin de respecter le critère III.8b est donc de 1.43 bar. Cette pression ne dépend pas de la géométrie du capillaire mais seulement des contraintes liées au processus non-linéaire. Modifier la géométrie de capillaire ne modifie pas la limite mais a un impact sur l'intégrale B réalisée. A partir de ce critère, il est possible de calculer une intégrale B maximale de la manière suivante :

$$B_{max} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{2,eff} L_{eff} I_{crit} \quad (\text{III.10})$$

où  $I_{crit} = \frac{P_{crit}}{2A_{eff}}$  représente l'intensité d'une impulsion présentant une puissance-crête égale à la moitié de la puissance critique

$$(\text{III.11})$$

$$B_{max} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{2,eff} L_{eff} \frac{P_{crit}}{2A_{eff}} \quad (\text{III.12})$$

$$B_{max} = \frac{\pi}{8} \frac{\lambda_0 L_{eff}}{A_{eff}} \quad (\text{III.13})$$

L'intégrale B maximale ne dépend pas de la pression de gaz ou de la nature de l'impulsion incidente (durée, puissance-crête...). Cela peut être contre intuitif mais s'explique grâce à l'expression de la pression maximale. En effet, quel que soit le gaz choisi, le facteur  $n_2p$  est toujours constant. Cela signifie que, dans le cas où le phénomène limitant est l'auto-focalisation (c'est-à-dire si  $I_{crit} < I_{lim}$ ), l'intégrale B maximale ne dépend que de la géométrie du capillaire et de la longueur d'onde de l'impulsion.

Il est possible d'estimer le facteur de compression à partir de l'intégrale B réalisée dans le milieu non-linéaire [Pinault 85, Vozzi 05, Konyashchenko 11]. Le facteur de compression est alors lié à l'intégrale B par la relation :

$$F = \sqrt{\left(1 + \frac{4}{3\sqrt{3}} B^2\right)} \quad (\text{III.14})$$

Maximiser l'intégrale B revient donc à minimiser la durée de l'impulsion comprimée. Toutefois, l'intégrale B maximale est atteinte, pour une configuration fixe de capillaire, pour une transmission de capillaire de 16 % [Didenko 16]. Avec une transmission si faible, l'énergie en sortie de capillaire pour le laser considéré serait de 40  $\mu\text{J}$ . Cependant, si l'on s'intéresse au gain en puissance-crête, on observe un maximum pour des régimes où la transmission du capillaire est supérieure à 60 %. En effet, le facteur de compression dans ce régime reste important mais les pertes sont largement réduites. Cela entraîne finalement une puissance-crête plus élevée bien que la durée finale d'impulsion soit plus longue. Ce paramètre est donc très intéressant dans le cas d'une utilisation de la source sur des expériences faisant appel à des phénomènes très non-linéaires tels que la génération d'harmoniques d'ordre élevé. Nous nous intéressons donc maintenant au facteur de gain en puissance-crête. Nous définissons un nouveau paramètre de gain en puissance-crête  $F_p$  comme le produit du facteur  $F$  et de la transmission du mode  $A_{01}$ ,  $T_{01}$  du capillaire qui prend en compte les pertes de couplage et de propagation :

$$F_p = FT_{01} \quad (\text{III.15})$$

L'introduction de ce paramètre influence fortement le dimensionnement du capillaire. Nous ne cherchons pas à avoir les facteurs de compression les plus importants mais plutôt à avoir le meilleur compromis entre facteur de compression et pertes.

Enfin, nous posons deux contraintes supplémentaires au dimensionnement : le capillaire doit avoir une longueur suffisamment courte pour que son enceinte ainsi que les miroirs d'entrée et de sortie puissent tenir sur une table d'une longueur maximale de 2 m et idéalement de 1.5 m. Expérimentalement, cela revient à fixer la longueur du capillaire à 1 m. Ensuite la transmission théorique du capillaire doit être supérieure à 75 %. L'idée étant d'avoir finalement une transmission entre la sortie du laser et la sortie du système de compression non-linéaire supérieure à 50 %.

Voici un tableau résumant les étapes du dimensionnement :

Étape	Paramètre	Critère	Impact sur le système
1	Ionisation	$I < I_{lim}$	Fixe un diamètre minimal sur le capillaire
2	Auto-focalisation	$P_c < \frac{P_{crit}}{2}$	Fixe la pression maximale du gaz
3	Encombrement	$L = 1$ m	Fixe un diamètre maximal
4	Pertes	$T_{theo} > 75$ %	Fixe un diamètre minimal

Finalement, nous pouvons tracer un graphique (figure III.6) représentant le facteur de gain en puissance-crête  $F_p$  en fonction du diamètre interne et de la longueur du capillaire dans le cas du laser évoqué dans ce dimensionnement. Le gaz considéré est mis sous la pression  $p_{max} = 1.43$  bar afin de respecter le critère III.8b. La zone verte représente la zone pour laquelle l'intensité du faisceau est supérieure à l'intensité d'ionisation. La courbe rouge représente quant à elle la limite fixée en transmission. Le point représente le capillaire que nous sélectionnons pour la réalisation de l'étage non-linéaire de compression.

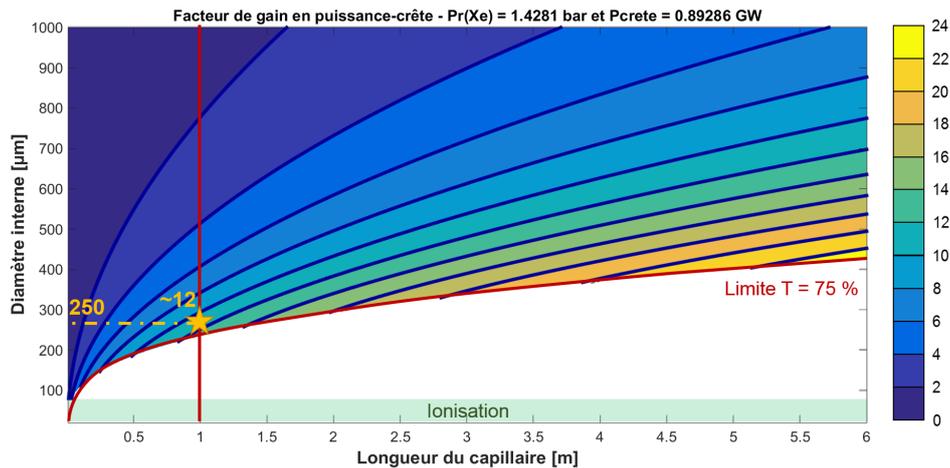


FIGURE III.6 – Simulation du facteur de gain en puissance-crête en fonction de la longueur et du diamètre interne du capillaire pour une pression de gaz égale à  $p_{max} = 1.4$  bar pour un laser présentant une puissance-crête initiale d'environ 900 MW.

Cette courbe permet de voir que, à longueur de capillaire constante, les facteurs  $F_p$  les plus importants sont obtenus lorsque nous sommes proches de la limite  $T = 75$  %. Nous choisissons de nous placer dans le régime le plus favorable pour un capillaire de longueur 1 m en sélectionnant un diamètre interne de 250  $\mu\text{m}$ . Ce capillaire a une transmission théorique de 77.5 %. Il représente, avec les conditions que nous nous sommes imposées, le meilleur compromis

pour la compression d'impulsions issues de notre système. Dans ces conditions, le facteur  $F_p$  simulé vaut 12. Ce facteur correspond à une intégrale B de 17.7 rad et un facteur de compression temporelle  $F_c$  de 15.6. Avec les caractéristiques initiales de notre source, la durée d'impulsion en sortie d'étage est de 18 fs pour une puissance-crête de 10 GW.

La figure III.6 nous montre que le facteur  $F_p$  est d'autant plus important que le capillaire est long. Il est donc en théorie intéressant d'allonger la longueur du capillaire afin de réaliser de meilleurs facteurs de compression. En reprenant notre exemple, le facteur de gain en puissance-crête passe de 12 à 16 en doublant la longueur du capillaire. C'est le choix fait pour certaines expériences afin d'atteindre des facteurs de compression supérieurs à 30 [Jeong 18].

## 2 Compression non-linéaire d'un amplificateur à fibre

### 2.1 Montage expérimental

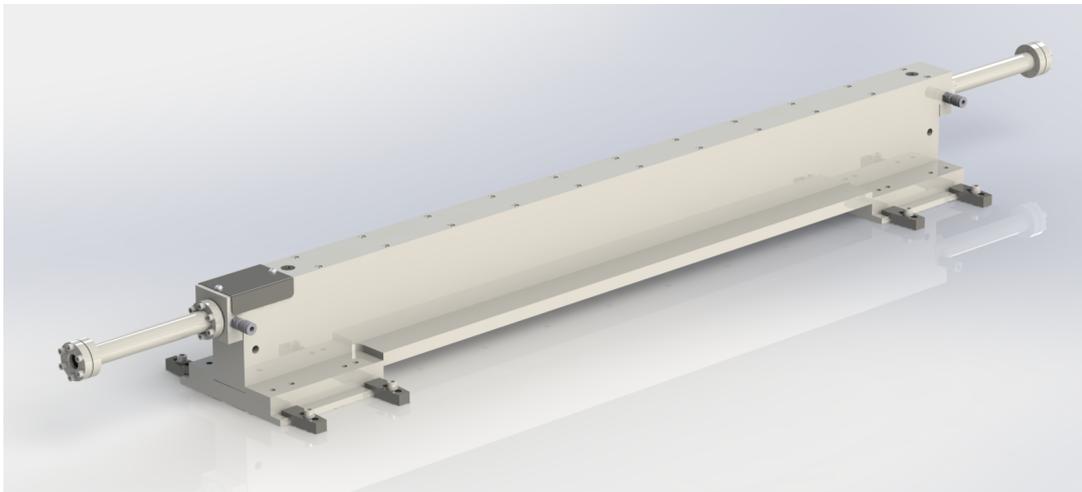


FIGURE III.7 – Vue d'ensemble de la chambre pressurisée utilisée dans l'expérience de compression non-linéaire d'un Tangerine. Le module a une longueur de 1.4 m et une largeur au pied de 11 cm.

La chambre pressurisée a été conçue en collaboration avec le bureau d'études mécaniques d'Amplitude Laser. Elle a été conçue pour résister à des pressions supérieures à 7 bar. Le gaz choisi dans le montage est le xénon afin d'avoir la pression la plus faible dans le module dans l'idée de faciliter la conception du module. L'utilisation de xénon permet d'avoir des pressions comparables à la pression atmosphérique pour des cadences du laser inférieures à 200 kHz. Le capillaire est placé dans un support en forme de V présentant un angle à  $90^\circ$ . La chambre est scellée à l'aide d'un capot serrant un joint torique. Ce capot supporte les tubes qui permettent de déporter les hublots par rapport à la face d'entrée du capillaire. Éloigner les hublots du capillaire permet d'avoir un faisceau traversant les hublots plus gros. On diminue ainsi les effets non-linéaires réalisés dans les hublots. La chambre pressurisée est scellée à l'aide de fenêtre en  $\text{CaF}_2$  d'épaisseur 5 mm traitées anti-reflet sur une bande de 950 nm à 1100 nm. L'épaisseur des hublots a été choisie afin de ne pas limiter la pression qu'il est possible de mettre dans le module. Il est possible d'estimer la pression de rupture d'un hublot en fonction de son épaisseur et de son diamètre libre (15 mm dans le cas du module). Dans ces conditions, la pression de rupture est supérieure à 20 bar en prenant en compte des facteurs de sécurité, bien supérieure à la pression que nous mettons dans le module. Ce ne sont donc pas les hublots qui limitent la pression dans le module. Nous avons placé une fenêtre en plexiglas sur le capot afin

d'observer l'entrée du capillaire et de régler plus facilement l'injection dans le capillaire. Deux vis de serrage du capillaire sont placées sur le capot. Enfin, nous avons mis deux connecteurs de gaz sur le côté du capot. Ces deux connecteurs permettent un remplissage plus efficace du capillaire. La pression à l'intérieur du module est statique. Certaines expériences à fortes énergies utilisent un gradient de pression à l'intérieur du capillaire (en entrée la pression est nulle puis elle augmente linéairement jusqu'à une pression maximale en sortie de capillaire) [Böhle 14, Park 09]. Pour cela, une pompe à vide est placée en entrée et une bouteille de gaz en sortie. Ce dispositif permet d'éviter les problèmes de couplage à l'injection. L'encombrement de la chambre pressurisée est de 1.4 m de long et 11 cm de large. Elle peut facilement se placer le long d'un laser et l'ensemble tient sur une table optique tout en permettant l'installation de manipulations utilisant le laser (figure III.8).

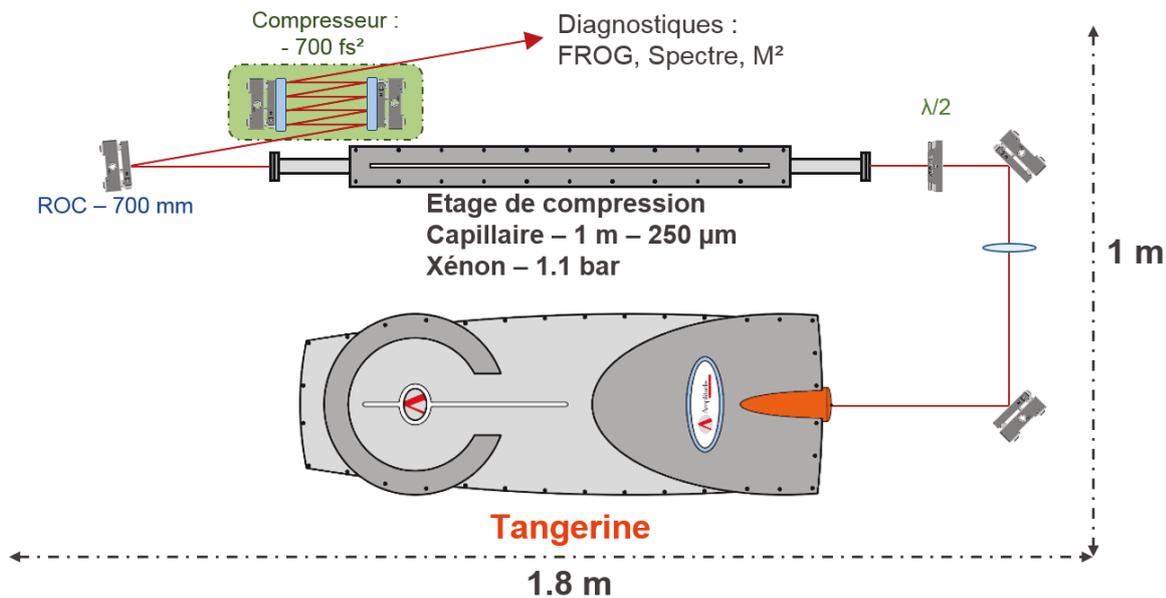


FIGURE III.8 – Schéma du montage de compression non-linéaire d'un laser Tangerine.

La taille du faisceau sortant du laser est adaptée à la lentille de focalisation à l'aide d'un afocal de grandissement -2.7, puis le faisceau est focalisé dans la chambre pressurisée en utilisant une lentille de focale 400 mm. La taille du faisceau avant focalisation est de 3.7 mm. En entrée de capillaire le faisceau est focalisé avec un diamètre moyen de 164  $\mu\text{m}$  sur l'axe horizontal et de 175  $\mu\text{m}$  sur l'axe vertical mesurés à  $1/e^2$ . La différence avec la valeur théorique peut être négligée au vu du critère que nous avons déterminé. L'étage de compression est composé d'un capillaire d'une longueur de 1 m et de diamètre interne 250  $\mu\text{m}$  rempli avec une pression variable de xénon, allant de 0 bar à 2.8 bar. La pression maximale que nous avons mise dans le module dépasse la pression maximale déterminée au paragraphe précédent et cela afin d'étudier l'impact de l'auto-focalisation sur l'étage de compression non-linéaire. Afin d'ajuster l'énergie injectée dans le capillaire sans modifier le point de fonctionnement du laser, nous utilisons une combinaison de lame demi-onde et de polariseur non représentée sur le schéma avant la lentille d'injection. Cet ensemble permet de changer l'énergie injectée dans le capillaire sans modifier la compression de l'impulsion laser. La polarisation est ajustée en entrée à l'aide d'une lame demi-onde. En sortie de capillaire, le faisceau est collimaté à l'aide d'un miroir courbe de focale +350 mm avec une bande de réflectivité (750-1200 nm) plus importante que le spectre généré en sortie de capillaire. La taille de faisceau avec une telle focale en sortie de capillaire est de 2.8 mm mesurée à  $1/e^2$  en intensité. L'angle d'incidence sur le miroir courbe est réduit à 5° afin de limiter l'astigmatisme introduit par le miroir. L'impact de cet angle d'incidence non-nul sur l'astigmatisme du faisceau est simulé à l'aide du logiciel ReZonator. En prenant en compte la

taille du faisceau incident, cet astigmatisme est inférieur à 1 % et peut donc être négligé. Le faisceau est ensuite amené dans le compresseur à l'aide de miroirs dont la bande de réflectivité et la dispersion sont adaptées vers un compresseur. Le compresseur est composé de miroirs GTI. Nous utilisons 4 miroirs : deux introduisent une dispersion de  $-250 \text{ fs}^2$  par rebonds et les deux autres une dispersion de  $-100 \text{ fs}^2$  et servent à ajuster finement la dispersion. Avec cette configuration la dispersion maximale qu'il est possible d'introduire est de  $-3\,500 \text{ fs}^2$ . L'impulsion est caractérisée en sortie de compresseur à l'aide d'un montage FROG adapté pour la mesure des durées d'impulsion à caractériser en sortie de capillaire.

## 2.2 Paramètres en entrée

Le laser utilisé est un laser Tangerine modèle HP2 qui comporte un injecteur large bande sans façonnage spectral. La puissance en sortie de laser est de 40 W pour une puissance de pompe de 115 W. Il fonctionne à une cadence de 150 kHz et émet donc des impulsions avec des énergies de  $267 \mu\text{J}$ . La durée des impulsions est de 250 fs (figure III.9). La durée limitée par transformée de Fourier est de 210 fs. Cette durée est courte pour un laser de ce type et provient de l'utilisation d'un injecteur large bande. La puissance-crête résultant est de 939 MW avec un rapport de Strehl de 81 % et l'énergie répartie dans les pieds de l'impulsion est de 10 %.

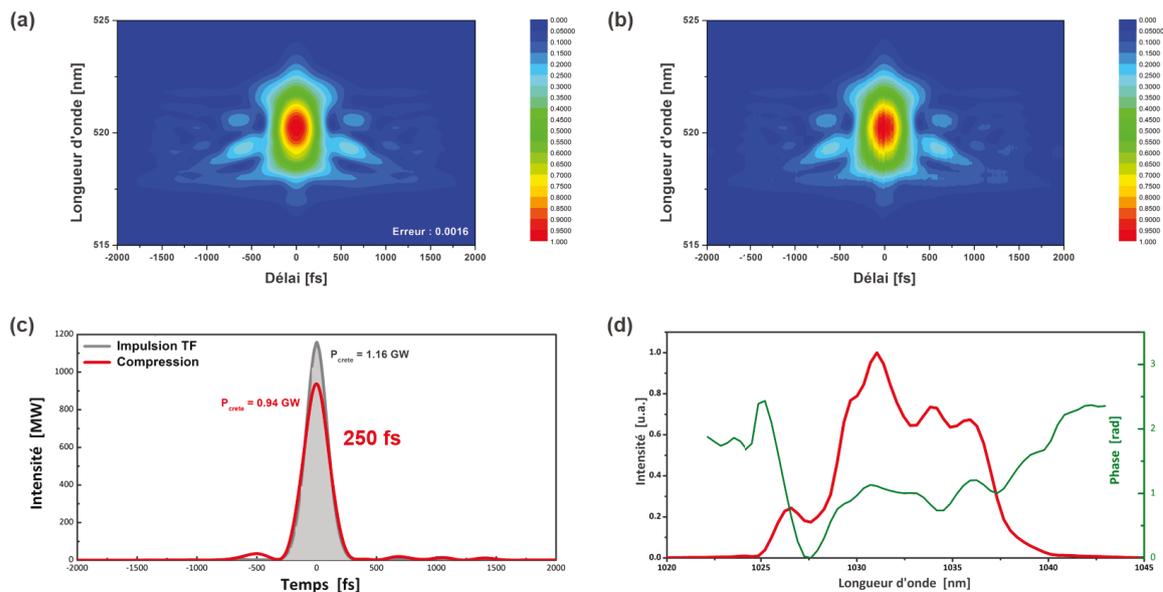


FIGURE III.9 – Résultat FROG du Tangerine HP2 utilisé pour les tests de stabilité. La mesure est effectuée sur une plage de 5 ps avec une grille de 512 par 512 points. L'erreur de convergence de l'algorithme est de 0.0016. (a) Trace expérimentale (b) Trace retrouvée (c) Forme temporelle de l'impulsion (en rouge) et son profil limité par transformée de Fourier (en gris). (d) Spectre et phase spectrale résiduelle.

La qualité spatiale du faisceau a été mesurée à l'aide d'un banc de caractérisation Dataray. Le facteur  $M^2$  mesuré à pleine énergie est de 1.14 sur les deux axes. Cette qualité de mode entraîne une baisse du couplage dans le mode  $A_{01}$  de 98 % à 93 %. La transmission totale théorique en prenant en compte la qualité de mode est donc de 74 %. Le faisceau présente au foyer un léger astigmatisme de 3 % mais aucune asymétrie.

Nous nous sommes intéressés à la stabilité en puissance des impulsions, dite stabilité pulse à pulse (ou P2P) par la suite. Cette stabilité est importante car l'utilisation de la source est de réaliser des effets fortement non-linéaires. Cette stabilité va donc avoir un impact sur les résultats des expériences. Pour la mesurer, nous avons enregistré le train d'impulsion à l'aide

d'une photo-diode et d'un oscilloscope rapide avec une très haute fréquence de coupure de 4 GHz. On mesure alors la stabilité P2P en traçant l'histogramme des fluctuations des maxima d'amplitude des impulsions sur l'oscilloscope. La stabilité P2P du laser est de 1.1 % RMS.

### 2.3 Transmission du module

La figure III.10 (a) montre la transmission du capillaire dans différents milieux en fonction de la puissance moyenne incidente. La première étude dans le vide (courbe bleue) permet de s'affranchir des effets non-linéaires et notamment de la puissance critique. Les pertes observées se limitent donc aux pertes de propagation et de couplage. La transmission se maintient à une valeur de 66 % sur toute la plage de puissance. Cette valeur est légèrement inférieure à la valeur théorique que nous avons déterminée selon la qualité spatiale du faisceau. Le capillaire est ensuite rempli avec 2 bar de xénon. Le rapport  $\frac{P_c}{P_{crit}}$  à énergie maximale correspond, à cette pression, à 0.7. La transmission du capillaire rempli avec 2 bar de xénon est légèrement supérieure à la transmission dans le vide à 67.5 %.

Afin de mettre en lumière l'impact de l'auto-focalisation, nous étudions la transmission du capillaire en fonction de la pression de gaz à énergie maximale. A la pression maximale de gaz (3.5 bar), la puissance critique est de 0.75 GW. Le rapport entre la puissance-crête du laser et la puissance critique dans le gaz  $\frac{P_c}{P_{crit}}$  varie ainsi de 0 à 1.2. Le critère III.8b défini lors du dimensionnement n'est donc plus respecté. La transmission est constante de 0 bar à 2 bar. Elle décroît ensuite linéairement avec l'augmentation de la pression passant de 66 % à 55 % à 3.5 bar de xénon. La pression limite, pour laquelle la transmission est égale à la transmission dans le vide, est de 2 bar. A cette pression la puissance critique est de 1.3 GW. La puissance-crête du laser représente alors 70 % de la puissance critique. Cette valeur expérimentale permet de justifier le critère imposée sur la puissance-crête lors du dimensionnement du capillaire (page 84) et est confirmée dans les deux expériences présentées dans la suite du chapitre.

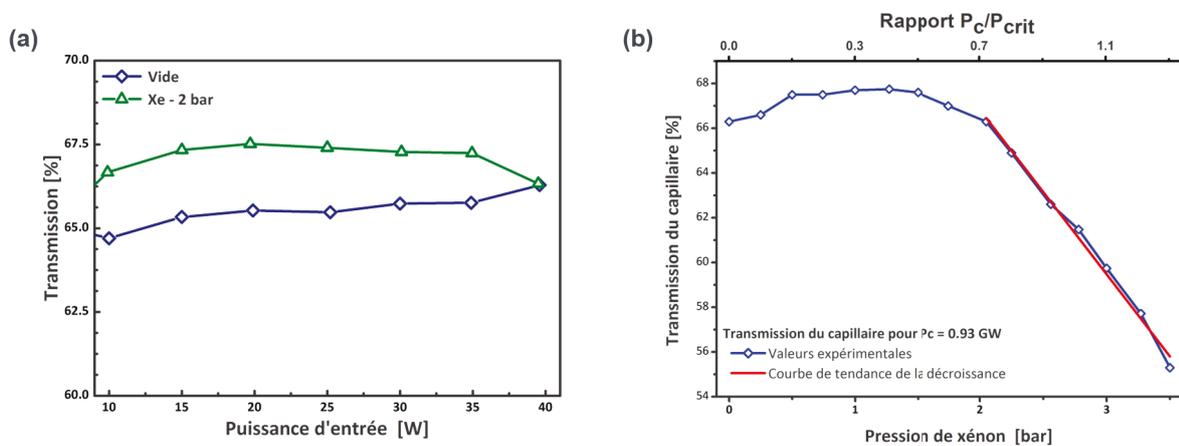


FIGURE III.10 – (a) Transmission du capillaire dans différents milieux. (b) Transmission du capillaire à énergie maximale en fonction de la pression de xénon dans le capillaire.

La transmission totale du système, en incluant les pertes du compresseur, est de 58 %. En sortie de système, la puissance moyenne disponible est alors de 23.3 W.

### 2.4 Résultats de compression non-linéaire

La compression de l'impulsion est mesurée pour une pression de 2 bar. La dispersion d'ordre 2 totale introduite par le compresseur est de - 1400 fs<sup>2</sup>. La figure III.11 montre le résultat de la mesure FROG.

La durée en sortie est de 24 fs, identique à la durée limitée par transformée de Fourier. Le profil de l'impulsion présente des composantes hors du pic principal. Ces composantes sont dues

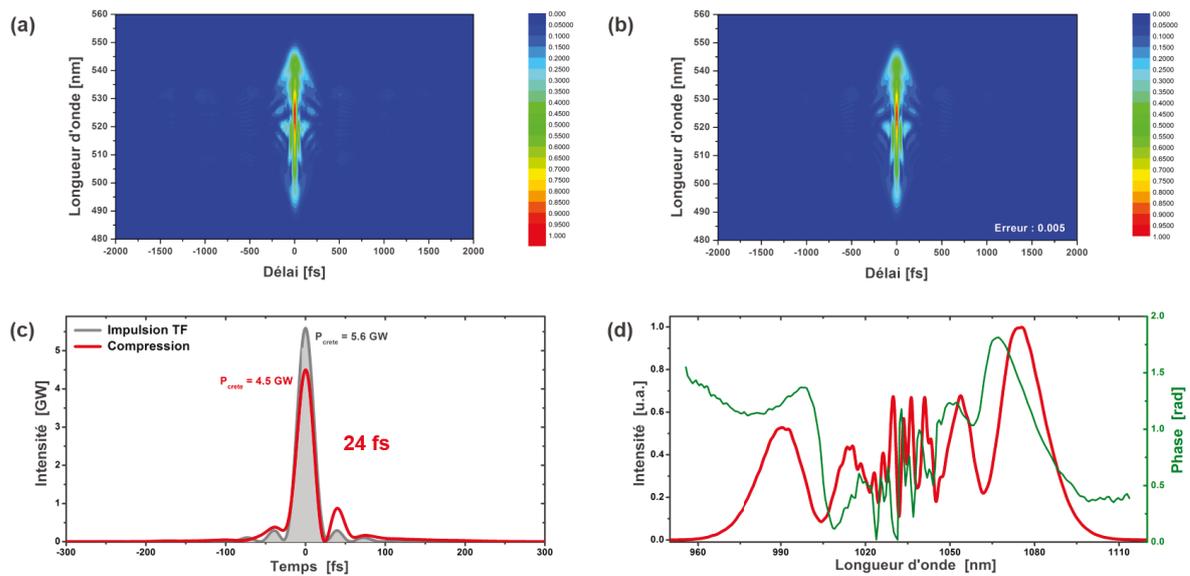


FIGURE III.11 – Résultat FROG de la compression non-linéaire du laser industriel dans le module capillaire. La mesure est effectuée sur une plage de 5 ps avec une grille de 512 par 512 points. L'erreur de convergence de l'algorithme est de 0.005. (a) Trace expérimentale (b) Trace retrouvée (c) Forme temporelle de l'impulsion (en rouge) et son profil limité par transformée de Fourier (en gris). (d) Spectre et phase spectrale résiduelle.

aux oscillations de phase observables notamment sur le bord du spectre. Cette dégradation de la phase spectrale est associée aux défauts des miroirs de compression et à leur bande spectrale. Le rapport de Strehl est toutefois de 80 % et la puissance-crête atteint 4.5 GW. L'intégrale B estimée, calculée à l'aide d'un logiciel commercial (Fiberdesk) est de 16.5 rad. Le facteur de compression temporel est de 10.4 et le facteur de gain en puissance-crête de 4.8. L'intégrale B estimée est cohérente avec ce que nous avons estimé dans cette configuration durant le dimensionnement contrairement au facteur de gain en puissance-crête expérimental qui est plus faible que celui simulé. Plusieurs phénomènes peuvent expliquer cela. Cela s'explique d'abord par des pertes supérieures à celles prises en compte dans le dimensionnement mais aussi par la dispersion des matériaux traversés. La dispersion et les pertes vont réduire la puissance-crête de l'impulsion lors de la propagation et donc diminuer l'intégrale B en sortie de système. Nous observons une dissymétrie du spectre entre les basses et les hautes longueurs d'onde. Cette dissymétrie provient de l'auto-raïdissement qui commence à apparaître dans nos régimes. Son impact est ici limité sur l'impulsion à une déformation du spectre

## 2.5 Résultats des études de stabilité et de cadence

La figure III.12 présente les résultats de trois mesures effectuées dans cette expérience :

1. Une première étude de la compressibilité en fonction de la cadence du laser (figures du haut) ;
2. Une seconde mesure de la stabilité P2P en fonction des non-linéarités effectuées (figure en bas à gauche) ;
3. Enfin une étude de la stabilité en puissance du laser et du module sur plus de 70 h.

L'étude en fonction de la cadence a été effectuée avec des durées comprimées plus importantes (autour de 60 fs) afin de maintenir une pression de xénon acceptable dans le module

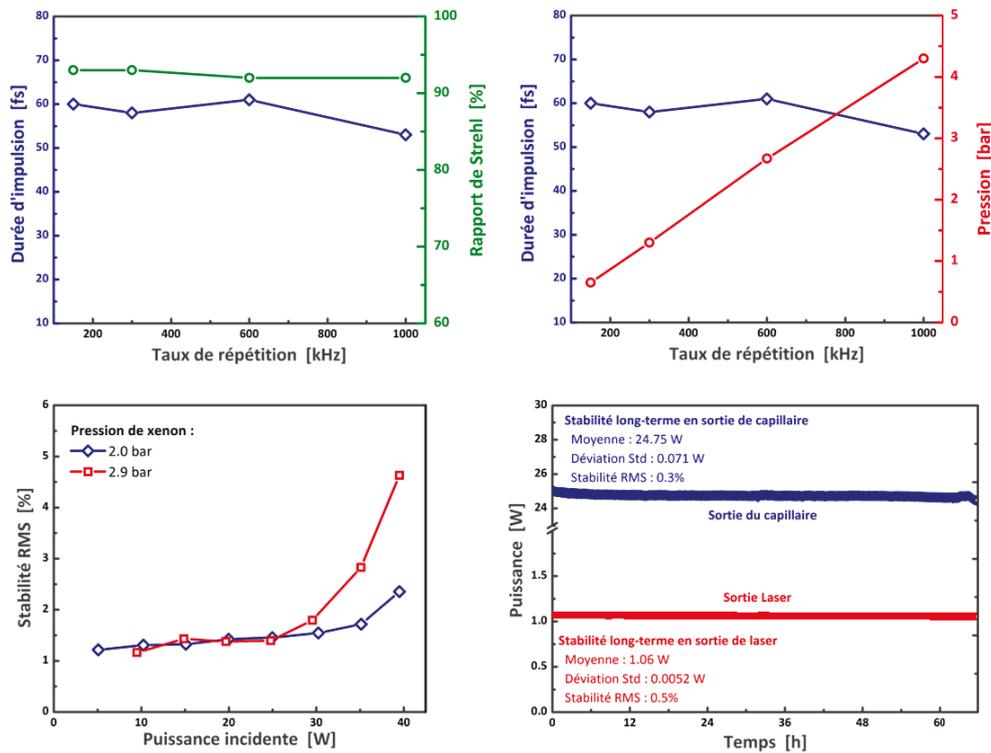


FIGURE III.12 – Autres caractéristiques de l'étage de compression non-linéaire. En haut : étude de la compression du laser en fonction du taux de répétition. A gauche, durée d'impulsion et rapport de Strehl ; à droite durée d'impulsion et pression de xénon. En bas à gauche : étude de la stabilité en puissance pour 2 bar et 2.9 bar. En bas à droite : stabilité long-terme en puissance en sortie de capillaire et de laser.

pour une plage de fréquence variant de 150 kHz à 1 MHz. Pour une cadence de 150 kHz et 40 W injectée dans le capillaire, cela correspond à une pression de 0.7 bar. La pression augmente linéairement avec la cadence, comme attendu. Ainsi, à 1 MHz, la pression atteint 4.5 bar. Nous sommes capable de maintenir la durée de 60 fs sur toute la plage de variation de la cadence. La qualité de compression, mesurée à l'aide du rapport de Strehl ne se dégrade pas et reste supérieure à 90 %.

La stabilité P2P est mesurée pour deux pressions de fonctionnement : 2 et 2.9 bar. Dans les deux cas, on observe à basses non-linéarités que la stabilité est constante autour de 1.4 %. Elle est donc légèrement dégradée par rapport à la sortie du laser. Cela peut être dû à des fluctuations de pointé en entrée de capillaire se traduisant par de légères fluctuations de la transmission du capillaire. En présence d'effets non-linéaires les fluctuations augmentent. Dans 2.9 bar de xénon, la stabilité se dégrade à partir de 25 W et augmente jusqu'à 4.5 %. Cette limite correspond à un rapport  $\frac{P_c}{P_{crit}}$  de 0.6. Lorsque le capillaire est rempli avec une pression de 2 bar, la stabilité se dégrade à partir de 30 W, ce qui correspond à un rapport  $\frac{P_c}{P_{crit}}$  de 0.55. Cette dégradation de la stabilité apparaît simultanément avec la chute de transmission et respecte le critère fixé sur l'auto-focalisation. L'auto-focalisation a donc un impact sur la stabilité du système de compression non-linéaire. Cette dégradation de la stabilité du système est problématique pour l'utilisation de la source. Les expériences réalisées avec des sources femtoseconde de très courtes durées reposent essentiellement sur des interactions fortement non-linéaires. Toute fluctuation d'intensité sur la source est donc amplifiée lors de l'interaction

non-linéaire de l'expérience. Cette fluctuation, en présence d'effets non-linéaire, a aussi un impact sur la stabilité de la phase entre l'enveloppe et la porteuse de l'impulsion [Lücking 14]. Ainsi, bien qu'il soit possible de comprimer une impulsion en s'approchant de la puissance critique, le critère défini dans le dimensionnement est validé par le besoin d'avoir une stabilité en intensité de la source non dégradée par le processus de compression non-linéaire.

Enfin la mesure de la puissance est réalisée sur 70 h en mesurant la puissance moyenne directement en sortie de module dans un bar d'air afin de s'affranchir des problèmes d'étanchéité du module. Nous mesurons en même temps la puissance du laser. Pour cela seuls 39 W sont envoyés dans le capillaire pour une puissance de sortie de 25 W (soit une transmission de 64 %). Nous utilisons une mesure automatique des puissance-mètres avec un point toutes les 90 secondes. Les deux courbes de fluctuation de la puissance sont tracées sur le graphique en bas à droite de la figure III.12. Le laser reste constant durant toute la durée de l'endurance. La déviation standard est de 0.5 % mais est principalement limitée par la résolution de la mesure de puissance. Après un temps de thermalisation correspondant à une légère décroissance sur les premières heures (perte de 150 mW), la puissance moyenne sur l'endurance est de 24.75 W et la stabilité de 0.3 %.

## 2.6 Conclusion

Nous avons montré la génération d'impulsions de 24 fs en utilisant un capillaire de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre interne et de 1 m de longueur rempli avec 2 bar de xénon. Ce capillaire a été choisi à l'aide d'un dimensionnement précis. Lors du dimensionnement, nous avons vu que le phénomène limitant est l'auto-focalisation. Cela est confirmé expérimentalement. L'auto-focalisation a un impact sur le système lorsque la puissance-crête du laser excède 60 % de la puissance critique. Elle se manifeste par une chute de la transmission et une stabilité en intensité des impulsions dégradée. Nous avons pu réaliser une endurance de puissance de 70 h ininterrompue dans l'air afin de vérifier que cette source peut être utilisable sans réalignement fréquent. Enfin, sous réserve de disposer de suffisamment de pression de gaz ou d'énergie, il est possible de comprimer le laser à 24 fs. Cette source est très robuste et plusieurs expériences l'ont utilisée pendant des durées de plusieurs mois sans nécessité de profondes modifications en cours de fonctionnement.

# 3 Montée en puissance moyenne d'un système de compression non-linéaire : Compression d'un Tangor

## 3.1 Enjeux

Le Tangor est un laser qui possède des caractéristiques supérieures au Tangerine en terme d'énergie (330  $\mu\text{J}$ ) et de puissance moyenne (100 W). Ce laser repose sur une architecture hybride. Il possède un injecteur fibré semblable au Tangerine et un amplificateur de puissance basé sur un cristal de YAG (Grenat d'yttrium et d'aluminium) dopé aux ions ytterbium. Bien que cette architecture permette de générer de fortes puissances moyennes, elle s'accompagne d'un fort rétrécissement spectral, ce qui a pour conséquence d'augmenter la durée d'impulsion à 390 fs (figure III.13). Il en résulte une puissance-crête plus faible de 676 MW que ce que nous avons utilisé lors de la section précédente 2. Nous appliquons la méthode décrite lors du dimensionnement à ces nouveaux paramètres. L'intensité du faisceau dans le capillaire est plus faible et elle dépasse l'intensité limite pour des capillaires dont le diamètre interne est inférieur à 210  $\mu\text{m}$ . Le phénomène limitant est donc identique à celui de la première expérience : l'auto-focalisation. Dès lors, le facteur de compression attendu est identique à celui de la première expérience si la pression à l'intérieur du capillaire est égale à la pression maximale permettant de respecter le critère sur l'auto-focalisation. Cette pression est égale à 2 bar dans le cas du

xénon.

La qualité spatiale du laser est moins bonne que sur un laser à fibre. Le facteur  $M^2$  du laser étudié est de 1.4. En se basant sur les simulations réalisées dans le paragraphe 1.2 (page 78) Il en résulte une dégradation du couplage qui passe de 98 % dans le cas d'un faisceau parfait à 85 %. Cela représente sur un capillaire semblable à celui utilisé dans la compression non-linéaire d'un Tangerine présenté précédemment (section 2) une chute de la transmission de 6 %.

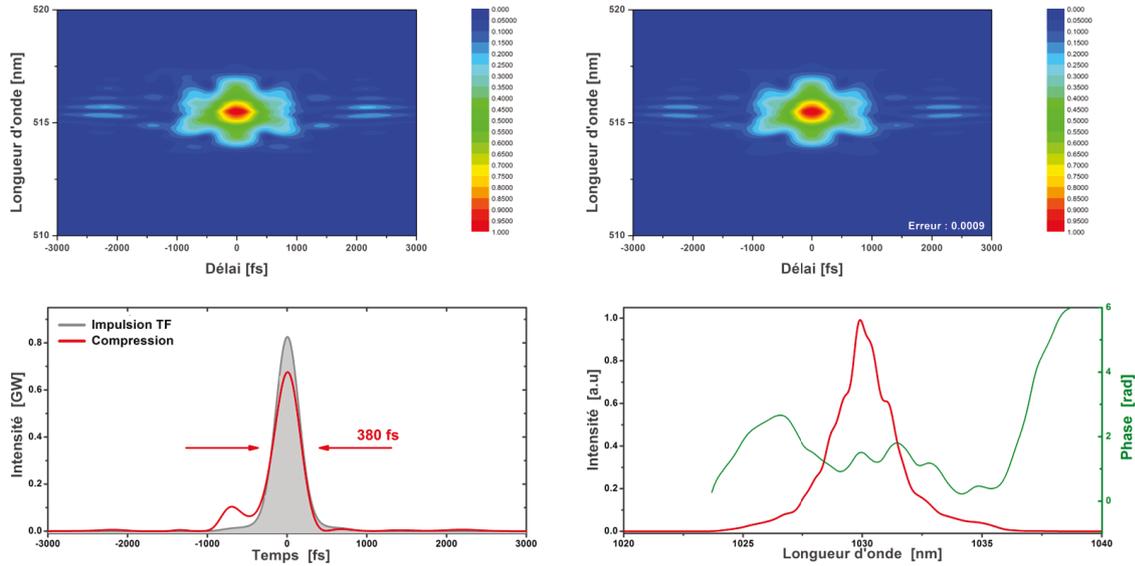


FIGURE III.13 – Résultat FROG de la mesure de la compression du Tangor. La mesure est effectuée sur une grille de  $512 \times 512$  points. En haut à gauche : Trace expérimentale. En haut à droite : trace retrouvée et erreur de mesure de 0.0009. En bas à gauche : forme temporelle de l'impulsion (en rouge) et forme temporelle de l'impulsion limitée par transformée de Fourier.

## 3.2 Montage

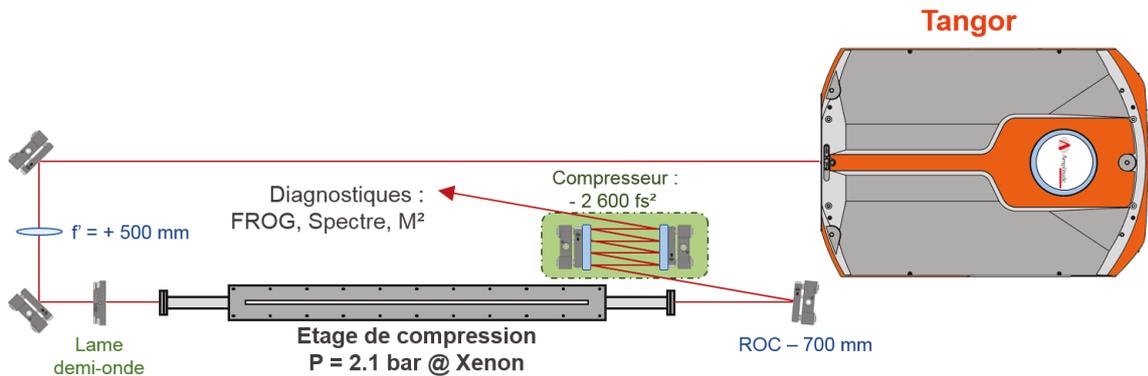


FIGURE III.14 – Schéma de l'expérience

La chambre pressurisée utilisée est la même que dans l'expérience de la section précédente. Le capillaire scellé à l'intérieur mesure 95 cm. La taille du faisceau a été ajustée pour adapter le faisceau au mode du capillaire. Un afocal de grossissement  $g = 1.25$  est placé avant la lentille de focalisation de  $f' = 500$  mm. Cette configuration permet d'obtenir un faisceau focalisé de  $160 \mu\text{m}$ . Nous avons fait varier la pression dans le module entre 0 et 2.5 bar de xénon. A

cette pression le rapport  $\frac{P_c}{P_{crit}}$  est égal à 0.63. L'intensité du faisceau dans le capillaire est de  $4.55 \times 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ .

En sortie, la collimation du faisceau est réalisée avec un miroir courbe de rayon de courbure égal à 700 mm. La compression est réalisée à l'aide de miroirs GTI. Le compresseur est composé de 4 miroirs. On effectue ensuite un prélèvement à l'aide de wedges pour caractériser le faisceau. Enfin un dernier miroir  $45^\circ$  0 GVD est utilisé pour injecter le faisceau dans le FROG.

### 3.3 Résultats

La transmission est optimisée d'abord à basse puissance (330 kHz et 1 W) dans l'air (capot du module ouvert). Ensuite le capot est placé et le vide est fait. La transmission est alors ré-optimisée à la même puissance. La transmission est mesurée en plaçant un puissance-mètre en sortie de module, avant le miroir de collimation. La puissance en entrée a été caractérisée en utilisant un puissance-mètre avant le dernier miroir d'injection. La transmission à basse puissance est de 62 %. Cette transmission est légèrement inférieure à la transmission à laquelle nous nous attendions avec un faisceau présentant un  $M^2$  de 1.4 (66 %). Nous avons donc un très bon couplage et ce quelque soit la pression de gaz dans le module. La transmission reste constante lorsque la pression de gaz est faible et, comme dans le cas des expériences précédentes, elle diminue lorsque la puissance-crête de l'impulsion s'approche de la puissance critique avec l'augmentation de la pression de gaz. Ainsi, pour une puissance en entrée de 95 W et une pression de 2.5 bar de xénon, la transmission chute à 57 %. Le rapport entre la puissance-crête de l'impulsion et la puissance critique est comparable à celui des autres expériences présentées. On observe une décroissance à partir de 60 W dans 2.5 bar de xénon, soit pour une puissance-crête correspondant à 40 % de la puissance critique.

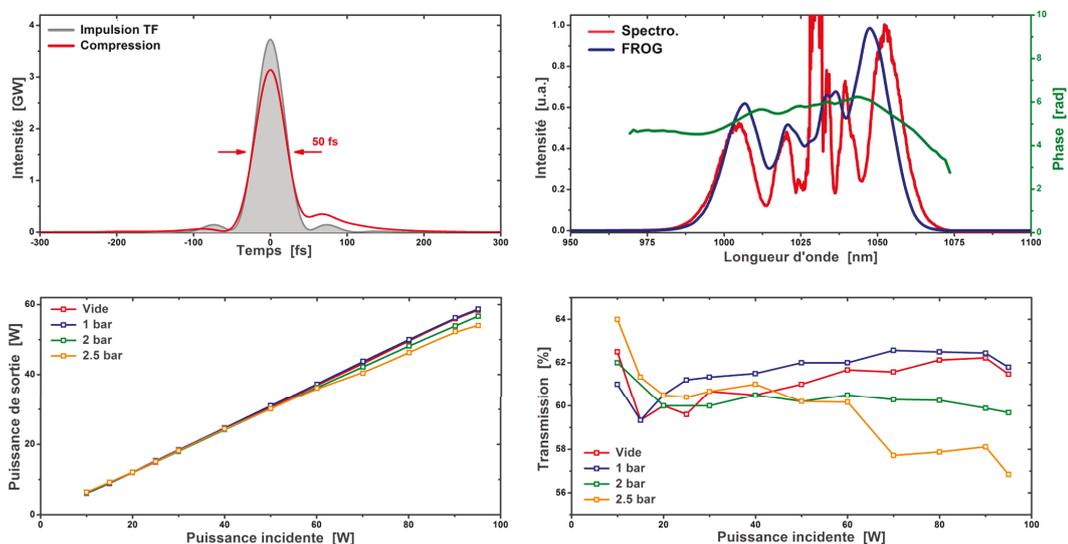


FIGURE III.15 – Résultats de la compression non-linéaire du Tangor. En haut : mesure FROG. A gauche, profil temporel de l'impulsion comprimée (en rouge) et de l'impulsion limitée par transformée de Fourier (en gris). A droite, spectre retrouvé par la mesure FROG (en bleu) et mesuré à l'aide d'un spectro-mètre (en rouge). En bas : puissance en sortie du module (à droite) et transmission (à gauche) pour une pression de 0 (rouge), 1 (bleu), 2 (vert) et 2.5 (orange) bar de xénon.

La compression du laser est effectuée à une pression de 2.1 bar de xénon afin de se placer dans un régime où le rapport entre la puissance-crête et la puissance critique reste cohérent avec

le critère énoncé. Dans ces conditions, la transmission est de 60 % lorsqu'on injecte 95 W, ce qui correspond à une énergie en sortie de 180  $\mu\text{J}$ . Afin de comprimer l'impulsion, nous introduisons une dispersion de - 2 400  $\text{fs}^2$ . Nous avons effectué une mesure FROG, tracée à la figure III.15 sur une grille de 128 par 128 points. L'erreur de reconstruction est de 0.006. Le spectre retrouvé est comparable au spectre mesuré à l'aide d'un appareil de mesure indépendant. Sa largeur à mi-hauteur est de 52 nm. Le résultat de la mesure FROG donne une durée d'impulsion de 47 fs pour une durée limitée par transformée de Fourier de 43 fs. Le rapport de Strehl est de 83 %, ce qui résulte en une puissance-crête de 3.1 GW. L'intégrale B est estimée à 11 rad. Le facteur de compression est de 8.7 et correspond parfaitement à l'estimation du facteur en fonction de l'intégrale B. Nous supposons que cela provient du fait que la dispersion a un impact plus faible sur l'impulsion à cause de sa durée plus longue.

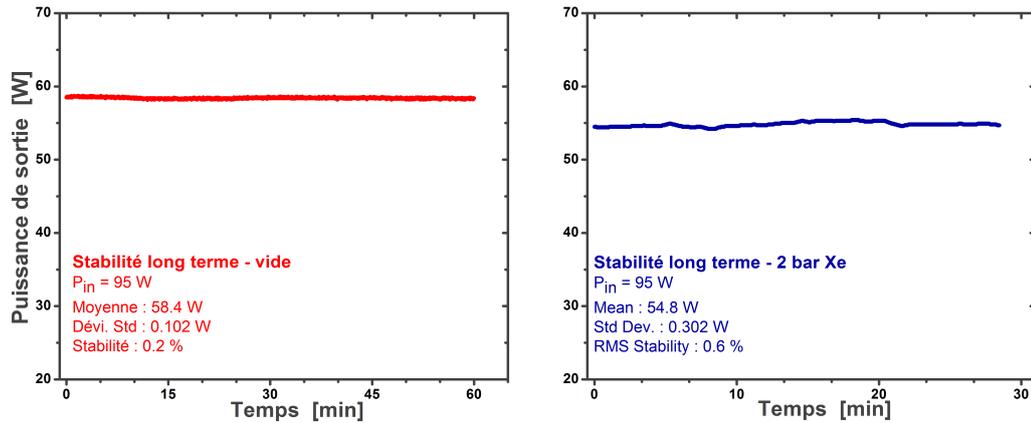


FIGURE III.16 – Endurances réalisées dans le vide (à gauche) pendant une heure et dans 2 bar de xénon (à droite) pendant une demi-heure

Nous avons effectué en fin d'expérience deux études de la stabilité en puissance du laser. La première, d'une durée d'une heure, dans le vide montre une stabilité de 0.2 %. La seconde dans 2 bar de xénon, d'une durée d'une demi-heure montre une stabilité de 0.6 %.

### 3.4 Conclusion

La compression non-linéaire de cette source a permis de générer des impulsions de 47 fs. Le régime de fonctionnement du système est comparable à celui de la première expérience et nous observons les mêmes limitations. Afin d'étudier les limites du système de compression non-linéaire, nous proposons de comprimer un laser dont la durée a été préalablement raccourcie avec la technique du façonnage spectral.

## 4 Étude aux limites de l'étage de compression non-linéaire : application à l'amplificateur à fibre de courte durée

### 4.1 Montage

Le montage est identique au montage présenté lors de la première expérience à l'exception du compresseur en sortie de capillaire. Afin de garantir une bande de réflectivité plus importante, les miroirs GTI sont remplacés par des miroirs chirpés. Ces miroirs, fonctionnant par paires, sont fabriqués par l'entreprise Laser Quantum sous la référence DCM 7. Ils sont hautement réfléchissants ( $R > 99.6\%$ ) sur une bande de 600 nm à 1200 nm. Les caractéristiques ont été optimisées sur la longueur d'onde centrale du Titane-Saphir, soit à 800 nm. Ainsi, la dispersion d'ordre 2 introduite par une paire de miroir est spécifiée  $-120 \text{ fs}^2$  et présente des oscillations

de  $\pm 20$  fs<sup>2</sup> autour de cette valeur. Cependant à 1030 nm, cette dispersion est de  $-100$  fs<sup>2</sup>. L'angle d'incidence maximal est de  $10^\circ$ . Cela permet de réaliser au maximum quatre rebonds sur chaque paire de miroirs. Nous avons donc utilisé deux paires de miroir afin d'introduire une dispersion comprise entre  $-600$  et  $-1440$  fs<sup>2</sup>, correspondant à 5 à 12 paires de rebonds. L'efficacité moyenne du compresseur est de 95 %.

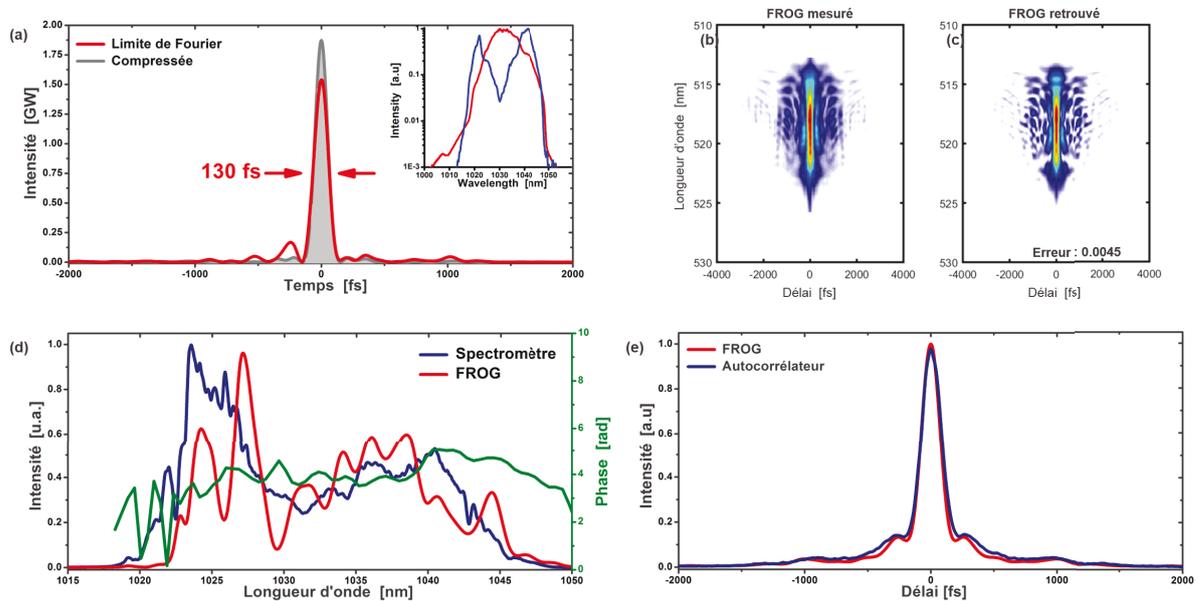


FIGURE III.17 – Résultat FROG de la mesure de la compression du Tangerine. La mesure est effectuée sur une grille de  $512 \times 512$  points. (a) Forme temporelle de l'impulsion (en rouge) et de l'impulsion limitée par transformée de Fourier (en gris). En insert le spectre en sortie d'injecteur sans (rouge) et avec (bleu) façonnage spectral. (b) Trace mesurée par le FROG. (c) Trace retrouvée présentant une erreur de mesure de 0.0045. (d) Spectre mesuré par le FROG (rouge) et par un spectromètre (bleu). (e) Auto-corrélation retrouvée à l'aide de la mesure et mesurée de manière indépendante avec un spectro-mètre.

Le laser utilisé présente une durée de 130 fs et une énergie de 250  $\mu$ J, correspondant à une puissance-crête de 1.5 GW. La cadence du laser est de 200 kHz et la puissance moyenne maximale de 50 W. La qualité et la durée d'impulsion ont préalablement été optimisées à l'aide d'un SLM placé dans l'injecteur, comme présenté au chapitre précédent. La largeur spectrale a été optimisée en utilisant le filtre présenté dans le chapitre précédent. Le résultat d'une mesure FROG est tracé sur la figure III.17. Le laser ayant été prévu pour fonctionner à un niveau d'énergie plus élevé, le spectre présente un creux autour de 1030 nm. Cela n'empêche toutefois pas d'avoir une durée limitée par transformée de Fourier de 120 fs. La largeur spectrale à mi-hauteur est de 16 nm. Cette valeur n'est plus pertinente dans le cas des expériences de compression non-linéaire parce que la forme du spectre n'est pas gaussienne. Afin de mieux comparer les divers spectres mesurés il est alors plus utile de parler de la largeur spectrale à -10 dB (c'est-à-dire à 10 %). La largeur du spectre du laser est dans ce cas de 25 nm. L'utilisation du SLM pour compenser la phase spectrale résiduelle en sortie d'amplificateur permet de compresser l'impulsion à une durée 8 % supérieure à la durée limitée par transformée de Fourier. Le rapport de Strehl est de 78 %. Le laser présente une qualité de faisceau  $M^2$  inférieure à 1.3 sur les deux axes vertical et horizontal. Comme nous l'avons vu dans le dimensionnement, plus la qualité spatiale du faisceau est dégradée et plus le couplage théorique est faible. Nous nous attendons donc à avoir une transmission plus faible qu'un laser parfait. L'intensité est de  $1 \cdot 10^{13}$  W.cm<sup>-2</sup>. Le diamètre minimale du capillaire est dans ce cas de 120  $\mu$ m. Le capillaire sélec-

tionné ne pose donc pas de problème d'ionisation, comme dans les autres expériences réalisées au cours de ce chapitre. La pression maximale pour respecter le critère sur la puissance-crête est de 0.9 bar.

#### 4.1.1 Intégrale B accumulée par le système

Nous réalisons ici une simulation de la propagation du faisceau dans le module afin d'observer l'impact des différents éléments du module sur l'impulsion. Le faisceau, envoyé dans le module, présente un diamètre de 1.2 mm dans les hublots. Dans ces conditions, la longueur nécessaire pour auto-focaliser le faisceau dans le hublot est de 5.7 cm, soit bien au dessus de la longueur du hublot. Le risque d'auto-focalisation dans le hublot d'entrée est donc nul, néanmoins la lentille de Kerr créée correspond à une focale de 71 cm, valeur proche de la distance focale de la lentille de focalisation. Cela entraîne un décalage de 5 cm sur la distance de focalisation du faisceau. Cette focale de Kerr n'est en soi pas problématique pour le couplage de l'impulsion dans le capillaire si elle est prise en compte. Pour corriger le problème, nous avons observé expérimentalement qu'il suffit de décaler la lentille de focalisation pour retrouver une transmission aussi bonne à basse énergie qu'à haute énergie en absence d'effet non-linéaire.

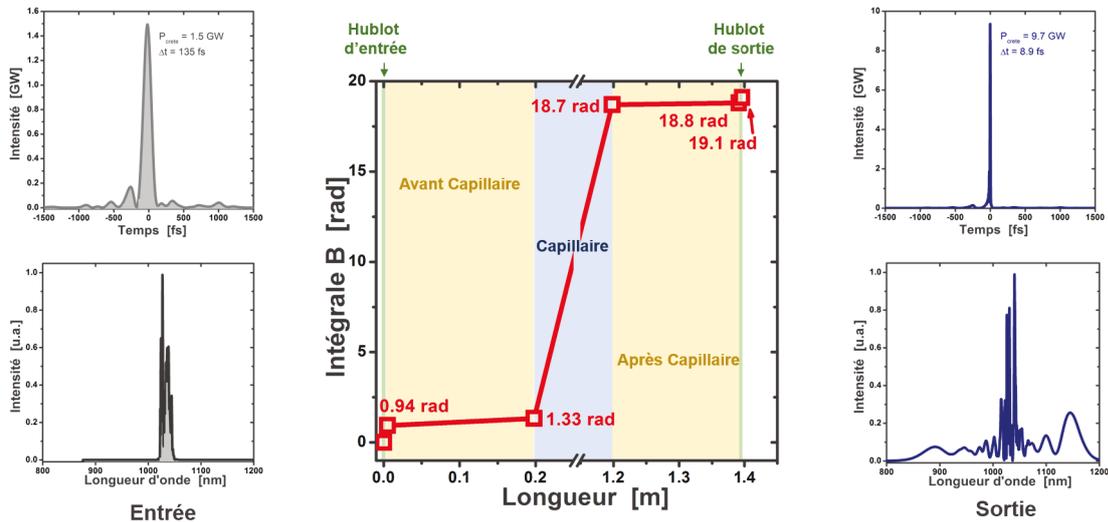


FIGURE III.18 – Simulation de l'intégrale B réalisée dans un module de compression depuis le hublot d'entrée et le hublot de sortie. Cinq milieux différents sont simulés (hublots d'entrée, propagation dans le xénon entre le hublot et le capillaire, le capillaire et à nouveau le gaz et le hublot). A gauche : forme temporelle et spectre de l'impulsion en entrée. A droite : forme temporelle de l'impulsion comprimée et spectre en sortie.

La simulation est effectuée à l'aide d'un logiciel commercial reposant sur un algorithme de split-step Fourier, Fiberdesk. L'impulsion d'entrée est celle mesurée avec le FROG. L'énergie de l'impulsion est de 250  $\mu\text{J}$  et les pertes des hublots sont considérées comme nulles. Les pertes de propagation dans le capillaire sont ajustées de façon à avoir une transmission de 65 % proche de la transmission expérimentale comme nous le verrons par la suite. Le profil du faisceau est supposé parfait, c'est-à-dire qu'il présente un profil spatial parfaitement gaussien. La divergence est celle d'un faisceau gaussien de 80  $\mu\text{m}$  de rayon. L'impulsion se propage dans cinq milieux successifs. Le module étant considéré comme symétrique, les deux premiers milieux sont les mêmes que les deux derniers. Dans chaque milieu, la dispersion, l'indice non-linéaire et l'auto-raïdissement sont pris en compte. Le premier milieu est le hublot d'entrée. La taille du faisceau est supposée constante dans le hublot parce que la distance de propagation est faible comparée à la distance de focalisation. Le code prend en compte l'indice non-linéaire ainsi que la dispersion du verre. L'impulsion se propage ensuite dans le xénon sur une distance de 19

cm correspondant à la distance entre le hublot et le bout du support V-groove. Le faisceau est considéré constant avec comme valeur la moyenne de la taille du faisceau sur toute la longueur de propagation, soit un diamètre de 740  $\mu\text{m}$ . Le faisceau se propage ensuite dans le capillaire de 1 m de long et de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre. Enfin en sortie de capillaire, le faisceau effectue de nouveau un passage dans 19 cm de gaz puis traverse le hublot de sortie.

La figure III.18 montre l'évolution de l'intégrale B cumulée dans le module. La figure montre que plus de 90 % de l'intégrale totale est réalisée dans le capillaire. L'intégrale B réalisée dans le hublot d'entrée est de 0.94 rad et monte à 1.33 rad en entrée de capillaire. Cela signifie que 4.9 % de l'intégrale totale est réalisée dans le hublot d'entrée et 2 % dans le xénon avant le capillaire. La durée d'impulsion augmente progressivement lors de la propagation dans le module. Elle passe de 130 fs en entrée à 207 fs en sortie de capillaire. C'est pourquoi l'intégrale B faite entre la sortie du capillaire et celle du hublot est plus faible qu'en entrée et ne représente que 2 % de l'intégrale B globale.

Cette simulation montre qu'il n'est pas possible de négliger l'ensemble des milieux dans lesquels se propage l'impulsion, notamment le hublot d'entrée.

Nous avons simulé un étage de compression dans le logiciel. En introduisant une dispersion d'ordre 2 de - 400 fs<sup>2</sup>. La durée d'impulsion est alors de 8.9 fs et la puissance-crête, en prenant en compte les pertes subies lors de la propagation dans le capillaire, de 9.7 GW. Le spectre en sortie de capillaire dans la simulation est dissymétrique. Il s'étale plus loin au niveau des basses longueurs d'onde que des hautes. Ceci est la signature de l'auto-raïdissement.

## 4.2 Résultats expérimentaux et discussions

### Transmission

	Couplage	Transmission	Total
$M^2 = 1$	98%	78%	77.5%
$M^2 = 1.3$	89 %	78%	70 %
Expérience vide			66 %
Expérience xénon			54 %

TABLE III.3 – Tableau résumant la transmission pour des faisceaux présentant un facteur  $M^2$  de 1 et de 1.3 ainsi que celles obtenues expérimentalement dans le vide et dans le xénon

La transmission du module dans le vide atteint 66 %. Cette valeur représente 85 % de la valeur théorique pour un faisceau gaussien supposé parfait. Toutefois, pour un faisceau présentant un facteur  $M^2$  de 1.3, le couplage théorique diminue à 89 %. Cela donne ainsi une transmission théorique de 70 %. Nous sommes donc très proches de la transmission maximale atteignable. Sur la courbe verte de la figure III.19, la transmission présente un maximum à 10 W parce que l'injection a été optimisée à cette valeur de la puissance. Elle décroît ensuite jusqu'à 63.5 % lorsque l'énergie d'impulsion augmente. Cela provient de l'apparition de la lentille de Kerr dans le hublot d'entrée. La lentille de Kerr a donc un impact sur la transmission mais cet impact reste limité. Pour réaliser la compression non-linéaire du laser le capillaire est rempli avec 1.1 bar de Xenon. La puissance critique à cette pression est de 2.4 GW. Lors de l'ajout du gaz, la transmission reste supérieure à 63 % jusqu'à une valeur de 30 W, soit 150  $\mu\text{J}$ . On observe alors une décroissance de la transmission à 54 % pour une énergie de 225  $\mu\text{J}$  en entrée de module. A l'énergie limite de 150  $\mu\text{J}$ , la puissance-crête de l'impulsion est de 860 MW. Cette puissance-crête correspond à 40 % de la puissance critique dans 1.1 bar de Xenon. L'intensité du faisceau est de  $8.55 \cdot 10^{12} \text{ W.cm}^{-2}$ . A cette énergie, le seuil limite défini pour l'auto-focalisation est atteint tandis que celui de l'ionisation est encore loin.

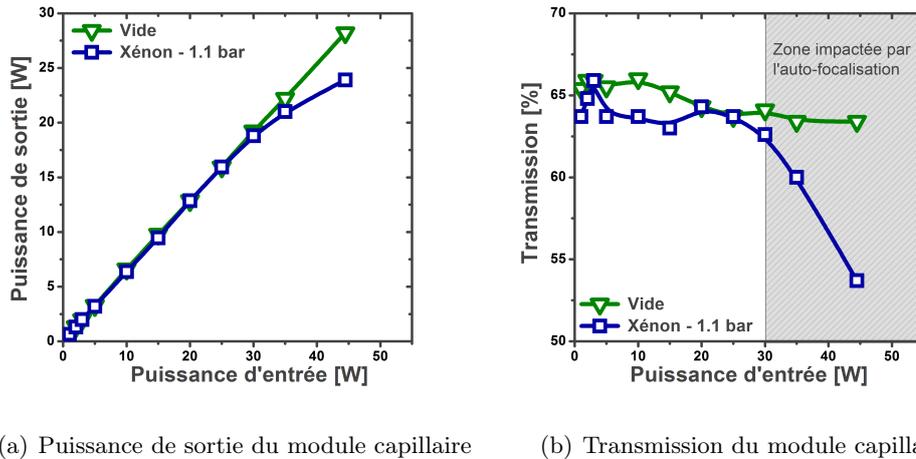


FIGURE III.19 – Puissance et transmission en sortie de module lorsque la pression de Xenon est nulle (courbes vertes) et lorsque la pression est de 1.5 bar (courbe bleue).

La transmission totale du système à haute énergie est de 48 %. Cette faible valeur, comparée à ce qui était attendu, s'explique non seulement par un début d'auto-focalisation dans le capillaire mais aussi par un matériel peu adapté pour supporter des spectres aussi larges. Cela commence avec le hublot de sortie. Bien qu'il soit traité sur une large bande (950 - 1100 nm), le traitement anti-reflet n'est pas suffisamment large et on observe des pertes sur les longueurs d'onde extrémales. La transmission de ce hublot a été mesurée en plaçant un deuxième hublot dans le faisceau après le module. La mesure effectuée montre une transmission de 91 %. A ces pertes s'ajoutent celles des miroirs de transports métalliques et de la lentille de collimation.

### Qualité spatiale

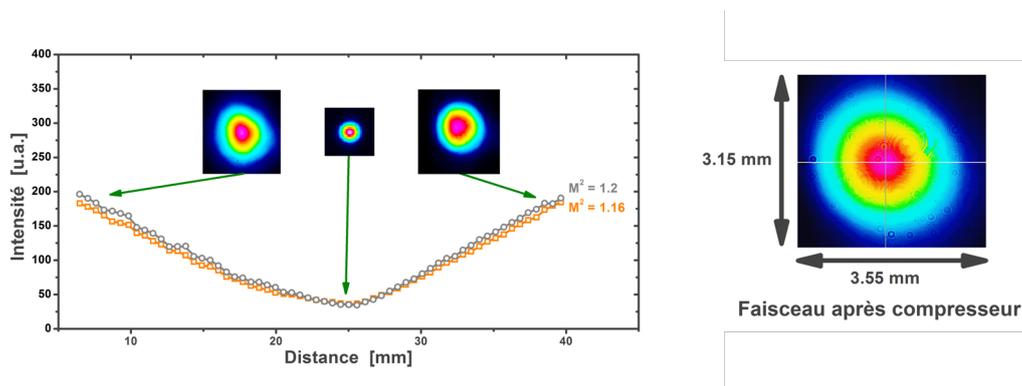


FIGURE III.20 – Résultat d'une mesure  $M^2$  de qualité de faisceau en sortie de capillaire et faisceau en champ lointain après compression à énergie maximale.

La mesure de la figure III.20 est une mesure de la qualité spatiale du faisceau. Elle a été effectuée à l'aide d'un dispositif commercialisé par Dataray. Elle permet d'avoir une mesure du facteur  $M^2$  du faisceau. La mesure est effectuée à énergie maximale après compression. Le facteur de qualité est de 1.2 par 1.15. Cela démontre une très bonne qualité en sortie de système. Finalement le faisceau présente une taille de 3.55 mm par 3.15 mm avec une légère ellipticité.

Ces valeurs sont classiques dans les capillaires. En effet, comme nous l'avons vu dans l'étude sur la propagation d'impulsions dans les capillaires, ils peuvent être vus comme des filtres pour les modes d'ordre supérieur. On retrouve donc une très bonne qualité en sortie de capillaire, même pour des lasers présentant des profils transverses dégradés. Cela est d'ailleurs un avantage des capillaires. Dans le cas de faisceaux présentant des spectres très larges, cette mesure est à nuancer. En effet, la caméra coupe la partie haute du spectre (le capteur de la caméra est un capteur silicium dont la sensibilité chute drastiquement autour de 1100 nm) et ne résout pas les autres longueurs d'onde du spectre du faisceau.

## Compression

La compression est ajustée grossièrement en mesurant l'auto-corrélation de l'impulsion en fonction de la dispersion ajoutée par le compresseur. Pour cela, on modifie le nombre de rebonds sur les miroirs chirpés et on mesure à chaque fois la durée d'impulsion ainsi que la qualité d'impulsion. La durée d'auto-corrélation la plus courte est obtenue pour 7 paires de rebonds sur les miroirs chirpés soit une dispersion de  $-700 \text{ fs}^2$ .

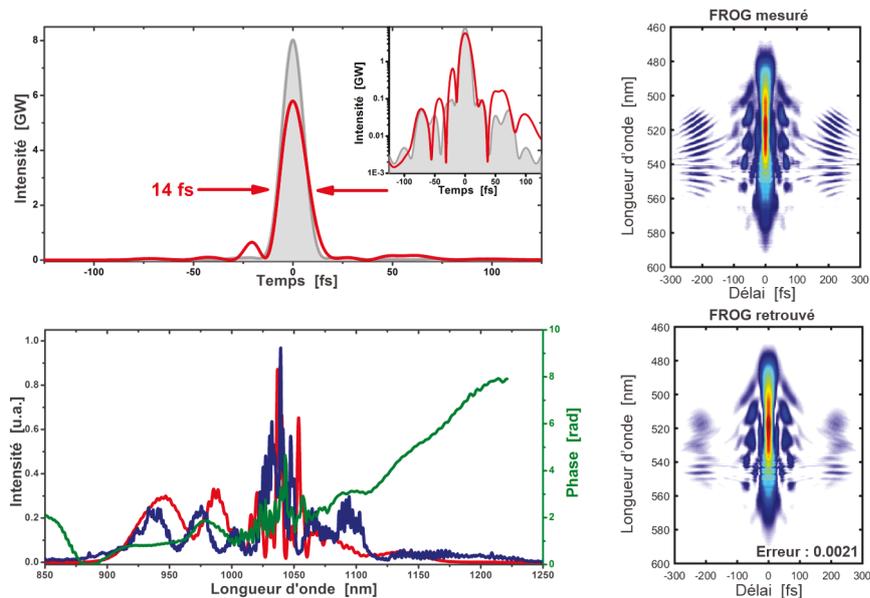


FIGURE III.21 – Résultat d'une mesure FROG. A gauche : en haut, profil temporel retrouvé (en rouge), limité par transformée de Fourier (en gris) avec en insert le profil retrouvé ainsi que le profil limité par transformée de Fourier en échelle logarithmique ; en bas, spectre retrouvé par la mesure FROG (en rouge), mesuré indépendamment à l'aide d'un analyseur de spectre optique (en bleu). A droite : en haut, trace FROG mesuré ; en bas, trace FROG retrouvé.

Le montage FROG est modifié afin de pouvoir mesurer des durées aussi courtes. La dispersion est minimisée grâce à l'utilisation de miroirs métalliques et la lame séparatrice est choisie pour sa bande de fonctionnement la plus large possible ainsi que pour sa faible dispersion. On dispose sur le bras réfléchi une lame d'infrasil de 1 mm afin d'équilibrer la dispersion sur les deux bras de l'interféromètre. L'épaisseur du cristal, de  $10 \mu\text{m}$ , est aussi réduite au maximum afin d'augmenter son acceptation spectrale. La dispersion du montage est maintenant estimée à  $50 \text{ fs}^2$  et peut être compensée en amont en sur-comprimant l'impulsion. Grâce à ces modifications, il est possible de mesurer des durées d'impulsion jusqu'à 10 fs.

La mesure, présentée à la figure III.21, est effectuée sur une grille de 1024 par 1024 points. La plage temporelle de la mesure est de 4 ps. Cela permet de voir la totalité des composantes

temporelles du laser hors du pic principal. L'erreur de reconstruction est de 0.0021 et la trace retrouvée est très fidèle à la trace mesurée. Les hautes longueurs d'onde sont peu présentes et la longueur d'onde centrale du spectre est décalée vers 1000 nm. Cette dissymétrie avec un décalage vers les basses longueurs d'onde est une signature de l'ionisation et est clairement identifiée dans des régimes où l'intensité est supérieure à l'intensité limite [Dutin 10]. La durée d'impulsion retrouvée est de 14 fs, ce qui correspond à un écart avec la durée limitée par transformée de Fourier (12.6 fs) de 11 %. La puissance-crête résultante est ainsi de 5.9 GW, ce qui correspond à un rapport de Strehl de 73 %. La durée d'impulsion peut être réduite à l'aide de deux lames à faces non-parallèles afin d'ajuster finement la dispersion. La durée obtenue expérimentalement est plus longue que la durée du résultat de la simulation présentée à la figure III.18. Cette différence peut s'expliquer par plusieurs facteurs. Premièrement la dispersion des miroirs n'est pas parfaite et la compression n'est donc pas d'aussi bonne qualité que dans la simulation. Deuxièmement, la différence de transmission observée expérimentalement par rapport à la théorie n'est pas prise en compte.

Ce résultat est à l'état de l'art actuel de ce qui peut être fait en compression non-linéaire de sources lasers ytterbium à fibre de forte énergie et a fait l'objet d'une publication [Lavenu 17].

### 4.3 Limitations

L'intégrale B simulée à l'aide du logiciel Fiberdesk respectant le spectre expérimental est estimée à 16 rad, légèrement inférieure à l'intégrale B que l'on pouvait espérer en utilisant la formule du calcul de l'intégrale B (cf paragraphe sur le dimensionnement, page 84). Le calcul de l'intégrale B ne prend pas en compte la dispersion de l'impulsion. Or cette dispersion est suffisamment importante dans notre cas pour avoir un impact sur la durée de l'impulsion. On observe en effet en sortie de module que la durée d'impulsion est allongée à une durée de 200 fs lorsqu'on utilise une pression de xénon de 1.1 bar. C'est donc un paramètre supplémentaire à prendre en compte lorsqu'on essaie d'atteindre des durées d'impulsions de quelques cycles optiques.

Nous avons vu une baisse de la transmission due à la lentille de Kerr générée lors du passage du faisceau dans le hublot. Le problème du couplage dans le capillaire peut être corrigé en jouant sur la lentille de focalisation mais il n'est pas possible de supprimer les effets non-linéaires (et donc le début d'élargissement). Il est donc nécessaire d'augmenter la taille du faisceau dans les hublots. Une seconde version du module a été créée afin de résoudre ce problème (cf figure III.22).

Nous avons résolu le problème de taille de faisceau dans les hublots en incorporant les optiques de focalisation et de collimation à l'intérieur du module. Cela a imposé un changement de géométrie du module et un alourdissement conséquent (le poids du module est doublé). La taille du faisceau est, pour un capillaire de 250  $\mu\text{m}$  de 2 mm dans les hublots. Toutes les optiques sont en réflexion. Les réglages fixes permettent une grande stabilité à l'ensemble.

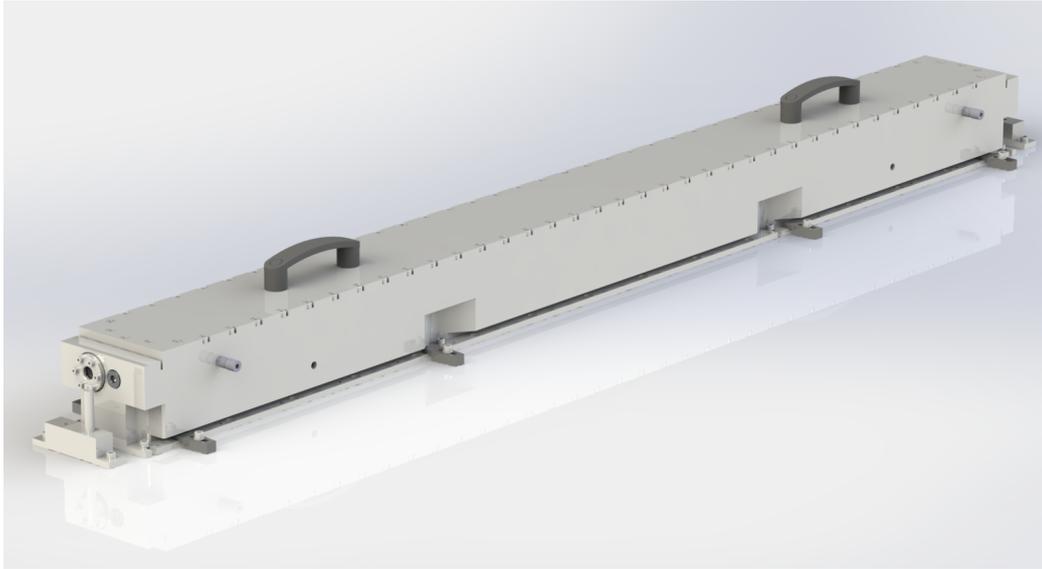


FIGURE III.22 – Vue d’ensemble de la deuxième version de la chambre pressurisée. Le module a une longueur légèrement plus longue de 1.6 m et une largeur au pied de 15 cm.

## 5 Conclusion

Nous avons montré dans ce chapitre le principe de la compression non-linéaire en capillaire. La première partie de ce chapitre nous a permis de présenter la propagation d’impulsions dans des capillaires de manière théorique. Nous avons ainsi pu dimensionner un capillaire ainsi qu’une enceinte tout en connaissant les limites de celle-ci. L’auto-focalisation, la dispersion et les pertes de propagation dans le capillaire sont les principales raisons qui vont limiter l’élargissement spectral dans le capillaire. Pour limiter l’ionisation du gaz, il est nécessaire d’augmenter le diamètre du capillaire tandis que l’auto-focalisation limite la pression de gaz qu’il est possible d’utiliser. En prenant en compte ces phénomènes nous avons prévu une expérience de compression non-linéaire d’un prototype de laser de type Tangerine dont nous avons préalablement réduit la durée à l’aide de la technique présentée au chapitre 2. Nous souhaitons démontrer la compression directe en un seul étage d’un laser ytterbium à des durées de quelques cycles optiques (typiquement inférieures à 10 fs). Les seules expériences réalisées auparavant utilisent deux étages de compression en capillaire afin d’atteindre des durées de 2 cycles optiques. Ces expériences ont des transmissions typiques de 35 % [Hädrich 16a, Mak 15, Balciunas 15]. Avec l’utilisation conjointe de la réduction de la durée à l’aide de façonnage spectral dans le laser et de compression non-linéaire en capillaire, nous voulions ainsi démontrer la compression à deux cycles optiques avec une efficacité supérieure à 50 %. A partir d’un laser de 225  $\mu\text{J}$  et 130 fs, La mise en œuvre de la méthode a permis de générer des impulsions présentant une durée de 14 fs à une énergie de 110  $\mu\text{J}$ , soit un facteur de compression de 9.3. Bien que nous ayons augmenté la transmission globale du système (48 %) par rapport à ce qu’il est possible de trouver dans la littérature, la durée atteinte ne correspond pas à deux cycles optiques mais à quatre. L’expérience montre que le facteur de compression est limité par l’auto-focalisation ainsi que par la dispersion des milieux traversés par l’impulsion qui vont réduire la puissance-crête de l’impulsion. L’augmentation de la transmission passe par une amélioration des composants optiques utilisés. Le facteur de compression peut sembler faible par rapport à ce que nous pouvions espérer. Il reste néanmoins cohérent avec ce qu’il est possible de faire à des durées initiales inférieures à 300 fs tout en conservant une qualité temporelle correcte [Rothhardt 16, Lo 18]. Certains facteurs de compression supérieurs à un facteur 15 ont été démontrés [Jeong 18] mais on observe, dans ce cas, une chute du rapport de Strehl en dessous de 50 %, réduisant d’autant la puissance-crête de l’impulsion.

	Paramètres	Unité	Tangerine SP	Tangerine HP2	Tangor
Entrée	Durée initiale	fs	130	250	390
	Énergie	$\mu\text{J}$	225	266	330
	Puissance moyenne	W	45	40	100
	Puissance-crête	GW	1.25	0.93	0.68
	Intensité	$\text{W.cm}^{-2}$	$8.55 \times 10^{12}$	$6.9 \times 10^{12}$	$5.3 \times 10^{12}$
Capillaire	Transmission	%	53	67	59
	Transmission totale	%	48	58	–
	Couplage	%	85	87	80
Sortie	Durée	fs	14	24	45
	Énergie	$\mu\text{J}$	110	155	195
	Puissance moyenne	W	22	23	60
	Puissance-crête	GW	5.8	4.5	3.1
	Dispersion ajoutée	$\text{fs}^2$	- 700	- 1 400	- 2 400
	Facteur de compression	–	9.3	10.4	8.7
	Facteur de gain sur $P_c$	–	4.6	4.8	4.6

TABLE III.4 – Tableau résumant les performances des sources utilisées ainsi que des montages de compression non-linéaire en capillaire pour les trois expériences présentées dans le chapitre.

Deux autres expériences ont été réalisées avec des lasers différents. La première utilise un laser de type Tangerine avec une durée d’impulsion standard. Cette expérience a permis de réaliser des tests de stabilité. Grâce à eux, nous avons vu qu’il est possible d’utiliser un montage de compression non-linéaire en capillaire pendant plusieurs jours sans problème de chute de puissance ou de dépointé. Des expériences de génération d’harmoniques ont été réalisées pendant plusieurs semaines sans nécessiter de ré alignement régulier [Inés Gonzalez 18]. La seconde expérience utilise un laser de type Tangor. Ce laser a une durée d’impulsion plus longue conjuguée avec une puissance moyenne plus élevée. En utilisant le même montage nous avons montré qu’il était possible de réduire la durée avec un facteur de compression équivalent à ce que nous avons fait avec les lasers de type Tangerine (8.7 contre 9.3). La différence de qualité spatiale du faisceau entraîne une légère diminution du couplage par rapport aux expériences avec un laser des type Tangerine. La transmission du capillaire reste néanmoins proche de 60 %.

Les montages de compression en capillaire présentent de nombreux avantages. La limite en énergie est très élevée. La réalisation de compressions de laser ayant des énergies d’impulsion de plusieurs milliJoules a déjà été démontrée, aussi bien dans le cas de lasers Titane-Saphir [Bohman 10, Park 09, Chen 10] que de lasers ytterbium [Rothhardt 16, Hädrich 11]. De plus la compression en capillaire peut se faire à n’importe quelle longueur d’onde excitatrice. En plus des laser Titane-Saphir et ytterbium précédemment cités, on trouve des montages OPCPA [Cardin 15, Schmidt 11] et des lasers thulium [Heuermann 18] à des longueurs d’onde supérieures à 2  $\mu\text{m}$ .

De même, la puissance injectée peut être très élevée, jusqu’au kW, [Hädrich 16b, Emaury 14, Hädrich 13] sans observer de dégradation du capillaire. Ce paramètre est important pour augmenter le flux de photons dans les expériences de génération d’harmoniques d’ordre élevé [Hädrich 15, Hädrich 14]. Les avantages des systèmes de compression non-linéaires en capillaire sont nombreux mais le facteur de compression est limité si l’on souhaite avoir des systèmes pouvant tenir sur une table optique et la transmission des systèmes reste basse. Nous verrons

---

au chapitre suivant une nouvelle technique permettant de s'affranchir de ces problèmes.



## Chapitre IV

# Nouveau concept de compression non-linéaire : la Cellule Multi-Passage

### Objectifs

---

La compression non-linéaire en capillaire présente des limitations en terme de transmission et de facteur de compression. D'autres techniques, reposant sur un étage de compression non-linéaire dans des milieux solides, présentent de grands avantages sur ce paramètre de transmission mais sont fortement limités en facteur de compression et ceci afin de conserver le profil spatial du faisceau. Il est possible d'augmenter l'intégrale B en répartissant les effets non-linéaire dans plusieurs milieux et en laissant le faisceau se propager entre chaque milieu. Récemment une nouvelle technique, reposant sur ce principe, est apparue. Le faisceau se propage dans une cellule permettant la recirculation du faisceau dans un milieu non-linéaire pouvant être une lame de verre ou du gaz, en maintenant un profil de faisceau stationnaire au cours des aller-retours. Dans un premier temps, nous expliquerons comment le faisceau se propage dans un tel ensemble. Puis nous montrerons la première réalisation d'une compression dans une cellule remplie de gaz. Enfin nous expliquerons comment il est possible de combiner les deux solutions de compression que nous avons étudiées au cours de cette thèse afin de réaliser une source d'impulsions de quelques cycles optiques efficace, compacte et robuste.

---

**Sommaire**


---

<b>1</b>	<b>Contexte</b>	<b>107</b>
<b>2</b>	<b>Théorie de la propagation en Cellule Multi-Passage</b>	<b>108</b>
2.1	Schéma de principe de la Cellule Multi-Passage	108
2.2	Intégrale B accumulée dans une CMP remplie de gaz	110
2.3	Dimensionnement de la cellule	113
2.4	Simulations	114
2.4.1	Description du modèle	114
2.4.2	Comparaison d'une compression en CMP avec une compression dans une seule lame	115
2.4.3	Simulation d'une cellule avec lame de verre	116
2.4.4	Simulation d'une cellule remplie de gaz	117
2.4.5	Influence de la géométrie de la cellule sur les couplages	117
<b>3</b>	<b>Compression d'un amplificateur à fibre à l'aide d'une Cellule Multi-Passage</b>	<b>119</b>
3.1	Cellule Multi-Passage remplie de gaz	119
3.1.1	Conception	119
3.1.2	Montage	120
3.1.3	Résultats expérimentaux	122
3.1.4	Comparaison entre un gaz rare et un gaz moléculaire pour la compression non-linéaire	127
3.2	Comparaison des systèmes avec la compression en capillaire	128
<b>4</b>	<b>Combinaison des systèmes de compression non-linéaire : double étage CMP/Capillaire pour atteindre le régime de quelques cycles optiques</b>	<b>129</b>
4.1	Choix du système	129
4.2	Montage	130
4.3	Résultats expérimentaux	132
4.3.1	Premier étage de compression	132
4.3.2	Deuxième étage de compression	133
4.4	Conclusion	138
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>139</b>

---

## 1 Contexte

Nous avons vu dans le chapitre précédent le développement de systèmes de compression non-linéaire en capillaire. Ces dispositifs sont les principaux systèmes utilisés pour la compression d'impulsion parce qu'ils permettent de s'affranchir de l'aspect spatial de l'effet Kerr tout en gardant de grands facteurs de compression. Le faisceau ne présente ainsi pas de couplage spatio-spectral en sortie de système. Cependant, parallèlement à ces développements, plusieurs études ont eu lieu sur des systèmes de compression non-linéaire utilisant des lames de matériaux solides. Ces études se séparent en deux catégories. La première consiste simplement à utiliser des lames de verre afin de générer une phase non-linéaire grâce à l'auto-modulation de phase [Rolland 88, Seidel 16] comme dans le cas des capillaires. La deuxième catégorie, appelée  $\chi_2$  cascadié, utilise une interaction non-linéaire d'ordre 2 entre deux ondes dans des matériaux qui ne sont pas en accord de phase. Cette interaction va générer un décalage de phase sur l'onde fondamentale qui se traduit par un élargissement spectral [Stegeman 97, Seidel 17]. Cette technique présente l'avantage de créer un indice non-linéaire effectif négatif, ce qui se traduit sur la lentille Kerr par une focale négative. Cela signifie que le faisceau se défocalise dans le cristal. Ces techniques restent toutefois limitées par l'inhomogénéité spatiale de l'élargissement spectral. Les facteurs de compression réalisés restent donc modestes ( $F_c < 5$ ) comparés à ce qu'il est possible de réaliser dans les capillaires [Liu 99].

La première expérience de compression dans une lame de verre a été réalisée en 1988 par Rolland et Corkum [Rolland 88]. Ils ont utilisé un laser à colorant XeCl émettant à 630 nm des impulsions de 92 fs. En focalisant 300  $\mu\text{J}$  de l'impulsion dans une lame de 1.2 cm de Suprasil, ils ont pu obtenir un facteur de compression de 4. Ils ont filtré le centre du faisceau avec une iris de 700  $\mu\text{m}$  de diamètre. En réduisant l'ouverture de l'iris, ils ont remarqué que la durée d'impulsion était plus courte. Finalement en utilisant une iris de 200  $\mu\text{m}$  de diamètre, la durée d'impulsion est de 19 fs. Cela est dû au fait que l'intensité est maximale, et donc que l'auto-modulation de phase est maximale, au centre du faisceau (cf paragraphe 1.5.1, page 28). Cet exemple illustre la difficulté de réaliser un étage de compression non-linéaire en propagation libre. Augmenter le facteur de compression revient à exacerber les effets spatio-spectraux. À ce phénomène s'ajoute l'auto-focalisation qui va très rapidement limiter les effets non-linéaires réalisables avant la destruction du milieu.

Afin de limiter les deux phénomènes pré-cités, les facteurs de compression réalisés dans un milieu restent modestes ( $F \leq 5$ ). Ce type de montage a donc été utilisé soit dans une configuration en double étage permettant d'obtenir des facteurs de compression plus importants [Seidel 16, Beetar 18]. L'idée d'avoir un arrangement périodique d'éléments focalisant et de milieu non-linéaire afin de réduire l'impact de l'effet Kerr spatial est apparu au début du siècle [Milosevic 00]. Milosevic *et al* proposaient alors de réaliser dix passages dans une cellule de White [White 42]. Une nouvelle technique, basée sur ce concept théorique, est apparue en 2016 : la Cellule Multi-Passage (CMP) [Schulte 16]. La cellule utilisée lors de cette démonstration est une cellule de type Herriot [Herriott 64]. Ce type de cellule permet de focaliser les faisceaux aux différents passages dans un même plan mais à des positions différentes. Pour cela deux miroirs courbes sont disposés face à face. Le faisceau est injecté sur le bord d'un miroir. Il effectue de multiples aller-retours dans la cellule avant d'être extrait. Dans ce premier article, les effets non-linéaires sont réalisés dans les substrats des miroirs (le traitement hautement réfléchissant des miroirs est fait sur la face arrière). En réalisant 18 aller-retours dans une CMP composée de deux miroirs avec un rayon de courbure de 350 mm séparés de 54 cm et comportant 1.3 cm de silice à chaque passage, les auteurs ont pu comprimer un laser ayant une durée de 850 fs et une énergie de 40  $\mu\text{J}$  à une durée de 170 fs avec une efficacité de 94 %. Ils ont réalisé une mesure de la qualité spatiale du faisceau et n'ont pas remarqué de dégradation. Cette cellule permet ainsi de conserver les propriétés spatiales du faisceau bien que la limite

d'auto-focalisation soit dépassés dans le milieu non-linéaire. Toutefois, au dessus d'une certaine intégrale  $B$  par passage, le processus d'homogénéisation spatiale n'est plus suffisant et ils observent une dégradation spatiale du faisceau en sortie de système. Cette première expérience a été suivie rapidement par une validation théorique du système [Hanna 17]. Il semble, au vu de ces simulations, que ces systèmes sont limités en terme d'intégrale  $B$  par passage. Cette limite ne dépend que de la configuration de la cellule comme nous le verrons par la suite.

D'autres articles ont suivi permettant de démontrer la robustesse d'une CMP présentant des facteurs de compression plus importants [Weitenberg 17b] et des durées plus courtes en sortie [Weitenberg 17a]. Ces expériences utilisent des lasers dont l'énergie ne dépasse pas quelques dizaines de  $\mu\text{J}$  correspondant à des puissance-crêtes inférieures à 150 MW. Simultanément, deux articles ont démontré la validité de ces CMP avec des puissance-crêtes de 450 MW [Lavenu 18] et de 7.2 GW [Ueffing 18] permettant d'atteindre des durées de l'ordre de 30 fs. Enfin il a été démontré que l'énergie envoyée dans la CMP peut être augmentée en grossissant la CMP [Kaumanns 18]. Dans cet article, un laser de 18 mJ est comprimé à l'aide d'une CMP de 3 m composée de miroirs avec des rayons de courbure de 1.5 m d'une durée de 1 ps à une durée de 41 fs. Tous ces articles ont permis de démontrer expérimentalement que la CMP est un candidat sérieux pour réaliser des systèmes de compression non-linéaires mais n'ont pas démontré des durées de quelques cycles optiques. Dans l'article [Fritsch 18], l'équipe enchaîne trois CMP afin de réduire la durée du laser de 220 à 18 fs. Cela montre qu'il est possible de réaliser plusieurs étages de compression non-linéaire à l'aide de CMP. Enfin, un dernier article démontre le processus d'auto-compression à l'aide d'une source OPCPA émettant à 1.5  $\mu\text{m}$  [Jargot 18].

Cette diversité de systèmes permet de montrer la flexibilité des Cellules Multi-Passages. Elles peuvent être adaptées à une grande variété de laser :

- en longueur d'onde en changeant le traitement des miroirs ;
- en énergie : en choisissant des milieux non-linéaires solides pour les énergies les plus faibles puis gazeux quand l'énergie augmente ou bien en jouant sur la taille et le rayon de courbure des miroirs de la CMP ;
- en régime de propagation : en introduisant de la dispersion sur les traitements des miroirs il est possible de se placer dans des régimes à dispersion positive [Schulte 16, Lavenu 18, Ueffing 18], nulle [Weitenberg 17a] ou négative [Jargot 18].

Au cours de cette thèse, nous nous sommes concentrés sur la réalisation de CMP remplies de gaz dans des régimes à dispersion positive.

Ce chapitre est ainsi divisé en trois parties. La première partie permet de poser un cadre théorique sur l'élargissement spectral dans une CMP et se base sur les travaux présentés dans l'article [Hanna 17]. La deuxième partie présente les premiers travaux expérimentaux de compression non-linéaire d'un Tangerine HP2 sur les CMP remplies de gaz dont certains résultats ont fait l'objet d'une publication [Lavenu 18]. Enfin la troisième partie montre les travaux réalisés afin d'obtenir des durées d'impulsion inférieures à deux cycles optiques. Pour cela, deux étages de compression ont été utilisés : un premier étage en CMP puis un second en capillaire. Ces travaux ont fait l'objet d'une publication [Lavenu 19].

## 2 Théorie de la propagation en Cellule Multi-Passage

### 2.1 Schéma de principe de la Cellule Multi-Passage

Une CMP est composée de deux miroirs courbes placés face-à-face dans une configuration dite de Herriott [Herriott 64] dont les rayons de courbure peuvent être égaux ou différents et permettant de maintenir un profil de faisceau constant lors de plusieurs aller-retours dans la CMP. On parle alors de faisceaux stationnaires. Généralement, on préfère, pour des raisons expérimentales, utiliser des miroirs identiques et nous supposons par la suite que tel est le

cas dans toutes les CMP simulées. La distance maximale entre les miroirs est de deux fois le rayon de courbure des miroirs.

La figure IV.1 représente la géométrie de la cellule que nous utilisons dans cette thèse. Lorsque les effets non-linéaires sont réalisés dans une lame de verre, cette dernière est placée entre les deux miroirs. Il est possible de bouger la lame entre les deux miroirs pour ajuster la quantité d'effet non-linéaire faite à chaque passage. Cette cellule n'est pas une cavité parce qu'elle ne présente pas de résonance. Néanmoins il est possible de trouver une taille de faisceau  $w_0$  au centre de la cellule qui permette de rentrer dans un régime stationnaire, c'est-à-dire qu'à chaque passage au centre de la cellule le faisceau retrouve un profil identique avec une taille de waist  $w_0$ . Ce fonctionnement stationnaire permet de supposer que l'intégrale B est constante à chaque passage dans la cellule si le profil temporel est lui aussi stationnaire (c'est-à-dire en l'absence de dispersion).

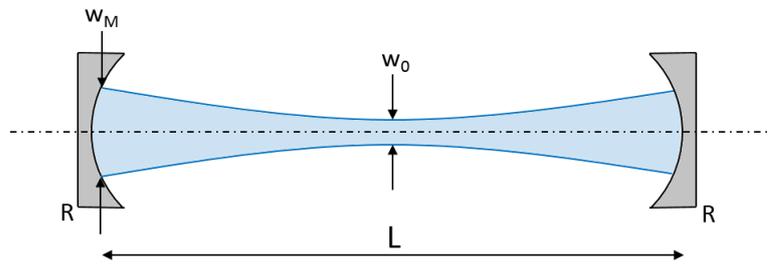


FIGURE IV.1 – Géométrie de la CMP dans une configuration symétrique. La caustique représente l'évolution de la taille du faisceau lors d'un passage dans la cellule. Cette caustique se répète à chaque passage parce que la taille de faisceau est stationnaire dans la cellule.  $w_M$  : waist du faisceau sur les miroirs ;  $w_0$  : waist du faisceau au centre de la cellule ;  $R$  : rayon de courbure des miroirs ;  $L$  : distance séparant deux miroirs.

Lorsqu'on fixe le rayon de courbure, il est possible de voir plusieurs configurations apparaître (cf figure IV.2). Pour une longueur de cellule qui tend vers 0, la taille du faisceau au centre de la cellule est petite, tout comme la taille du faisceau sur les miroirs. Il y a peu de variation de taille du faisceau le long de l'axe de la cellule. Pour une cellule en configuration confocale (i.e.  $L = R$ ), la taille de faisceau au centre de la cellule est maximale, comme on peut le voir sur la figure IV.2, et la distance de propagation est exactement égale à deux fois la distance de Rayleigh. Enfin pour une cellule dont la longueur est supérieure à la longueur confocale et s'approche de la limite de stabilité haute ( $L = 2R$ ), la taille du faisceau au centre de la cellule tend vers zéro tandis que la taille sur les miroirs tend vers l'infini. Il existe une relation entre la taille du faisceau au centre de la cellule et sur les miroirs, le rayon de courbure des miroirs et la distance entre les miroirs :

$$\left\{ \begin{array}{l} w_0^2 = \frac{\lambda L}{2\pi} \sqrt{\frac{2R-L}{L}} \\ \left(\frac{w_M}{w_0}\right)^2 = \frac{2R}{2R-L} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{(IV.1a)} \\ \text{(IV.1b)} \end{array}$$

Afin d'injecter et d'extraire le faisceau de la cellule, nous utilisons de petits miroirs rectangulaires présentant des dimensions typiques de 1 cm par quelques millimètres de hauteur) placés sur les bords du miroir. La longueur de la cellule est ajustée finement afin de pouvoir injecter et extraire le faisceau. La figure IV.3 montre l'évolution de l'arrangement des faisceaux sur les miroirs lorsqu'on part de la situation confocale et qu'on diminue petit à petit la taille de la cellule. Cette simulation est effectuée en utilisant la méthode des matrices ABCD. Les rectangles bleus représentent les miroirs d'injection (à droite sur le miroir de gauche) et d'extraction (à gauche sur le miroir de gauche). La taille des faisceaux correspond à la hauteur des

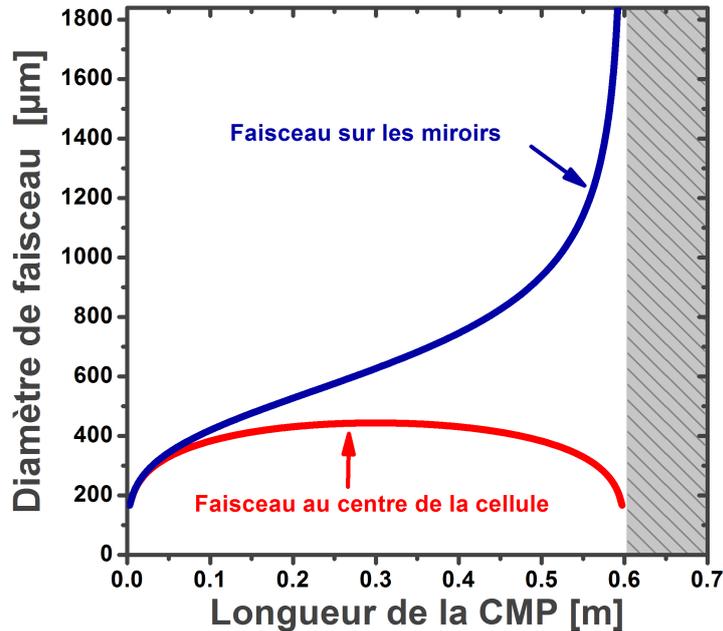


FIGURE IV.2 – Diamètre des faisceaux au centre de la cellule (en rouge) et sur les miroirs (en bleu) en fonction de la longueur de la cellule dans le cas de miroirs présentant des rayons de courbure de 300 mm.

miroirs d'injection et d'extraction (de 3 mm dans notre cas) et permet de savoir s'il est possible d'injecter et d'extraire le faisceau sans bloquer les faisceaux adjacents. Sur le premier miroir le premier faisceau est tracé en vert et le dernier en rouge.

Dans la configuration confocale, la position du faisceau alterne entre deux positions. Dans les faits, à cause des miroirs d'injection et d'extraction, le faisceau ne réalisera qu'un seul aller-retour. Lorsqu'on diminue la longueur de la cellule ( $L = 294$  mm), on commence à voir apparaître un arrangement de points. Néanmoins cet arrangement ne convient pas expérimentalement parce que les faisceaux sont trop serrés et ne peuvent donc pas être injectés correctement. Il est donc nécessaire de continuer à réduire la longueur de la cellule jusqu'à arriver dans la troisième configuration ( $L = 288$  mm) où les faisceaux sont suffisamment écartés et couvrent tout le périmètre du miroir. La dernière configuration montre qu'il est possible d'effectuer un maximum de 36 passages.

## 2.2 Intégrale B accumulée dans une CMP remplie de gaz

Dans une cellule remplie de gaz, les effets non-linéaires sont distribués dans toute la longueur de la cellule. L'idée d'alterner effets non-linéaires et propagation n'est plus vraie puisque les deux se font simultanément. Le cas présentant l'intégrale B la plus distribuée est le cas où la longueur de la cellule est faible par rapport au rayon de courbure des miroirs car la taille de faisceau varie peu. Au contraire, lorsqu'on s'approche de la limite haute de stabilité en augmentant la longueur de la cellule, on diminue la taille du faisceau au centre de la cellule et on l'augmente sur les miroirs. Ainsi, on localise de plus en plus les effets non-linéaires au centre de la cellule. En négligeant la dispersion et les pertes à chaque passage (et donc en supposant que la puissance-crête reste constante) et en supposant que l'intégrale B est homogénéisée sur

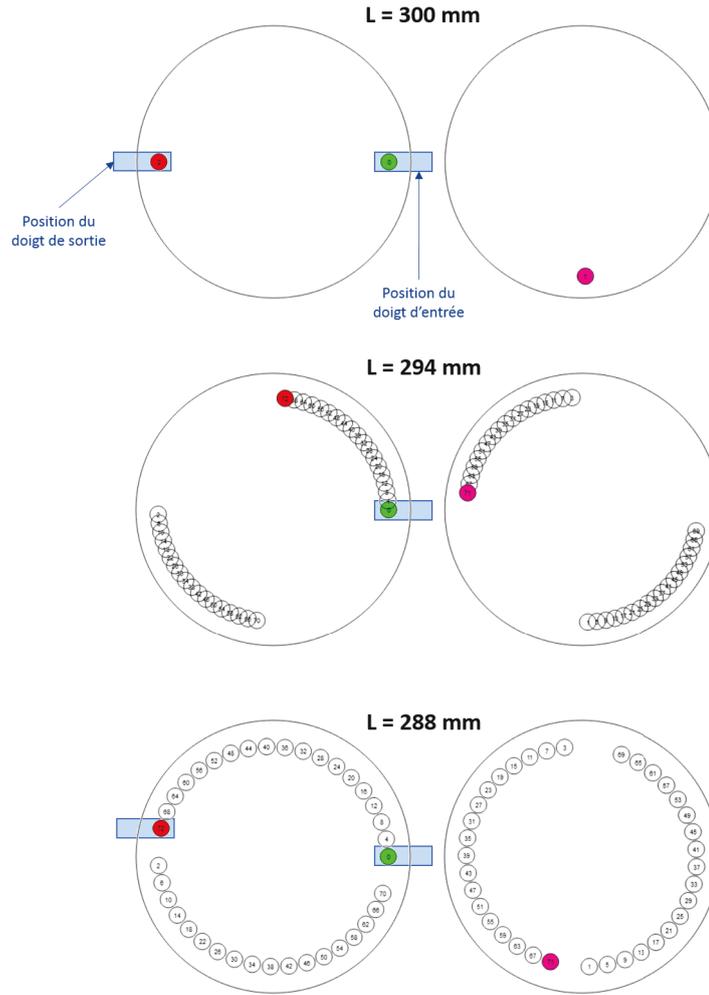


FIGURE IV.3 – Arrangement des faisceaux sur les deux miroirs d’une CMP avec des rayons de courbure de 300 mm. La figure présente trois situations où la longueur est modifiée légèrement en partant de la situation confocale ( $L = R = 300\text{mm}$ )

tout point du faisceau, il est possible d’estimer sa valeur :

$$B_{ar} = \int_0^{2L} \gamma(z)P(z)dz \quad (\text{IV.2})$$

Comme le faisceau évolue de manière symétrique par rapport au centre de la cellule, elle peut être divisée en quatre parties équivalentes représentant chacune un demi-passage. On réduit ainsi le calcul à l’estimation de l’intégrale B sur un demi-passage.

$$= 4 \int_0^{L/2} \frac{n_2 \omega_0}{c A_{eff}(z)} P_{crete}(z) dz \quad (\text{IV.3})$$

On applique ici l’hypothèse que la puissance-crête est constante.

$$= 4 \frac{2\pi n_2 P_{crete}}{\lambda} \int_0^{L/2} \frac{1}{A_{eff}(z)} dz \quad (\text{IV.4})$$

Le calcul se résume donc en un calcul d’intégral de l’aire effective du faisceau. En supposant

le faisceau parfaitement gaussien, il vient :

$$\begin{cases} A_{eff} = \pi w^2(z) & \text{(IV.5a)} \\ w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z}{z_R}} & \text{(IV.5b)} \end{cases}$$

A partir de cela, nous pouvons facilement exprimer l'intégrale B en fonction des paramètres de la cellule  $R$  et  $L$  ainsi que de la puissance critique du gaz utilisé :

$$B_{ar} = \pi \frac{P_c}{P_{crit}} \operatorname{atan} \left( \sqrt{\frac{L}{2R - L}} \right) \quad \text{(IV.6)}$$

Cette expression de l'intégrale B est valide si la phase non-linéaire n'influence pas la forme du faisceau. Cela signifie que l'intégrale B par passage est suffisamment faible pour que le faisceau ne présente pas de couplage spatio-spectral.

**Remarque :** La définition de l'équation IV.2 permet de calculer l'intégrale B moyenne sur toute l'aire du faisceau. Il est possible de voir dans certaines publications le calcul de l'intégrale B sur l'axe optique. Dans le cas d'un faisceau gaussien, cette dernière est égale au double de l'intégrale B moyenne que nous calculons.

La figure IV.4 montre l'intégrale B par passage réalisée en fonction de la longueur de cellule pour différents rayons de courbure en reprenant le critère en puissance-crête appliqué dans le cas des capillaires ( $P_c < \frac{P_{crit}}{2}$ ). L'intégrale B par aller-retour ne dépend pas du choix du rayon de courbure des miroirs puisque les intégrales B accessibles sont toutes identiques. En comparant les différentes courbes, il est possible de voir que l'intégrale B maximale (pour la configuration concentrique  $L = 2R$ ) est de 2.3 rad. En conclusion, pour chaque rayon de courbure il est possible d'ajuster la longueur de la cellule afin d'atteindre une certaine quantité de non-linéarité par passage. Néanmoins, nous verrons par la suite que le choix du rayon de courbure a d'autres impacts sur les performances des cellules.

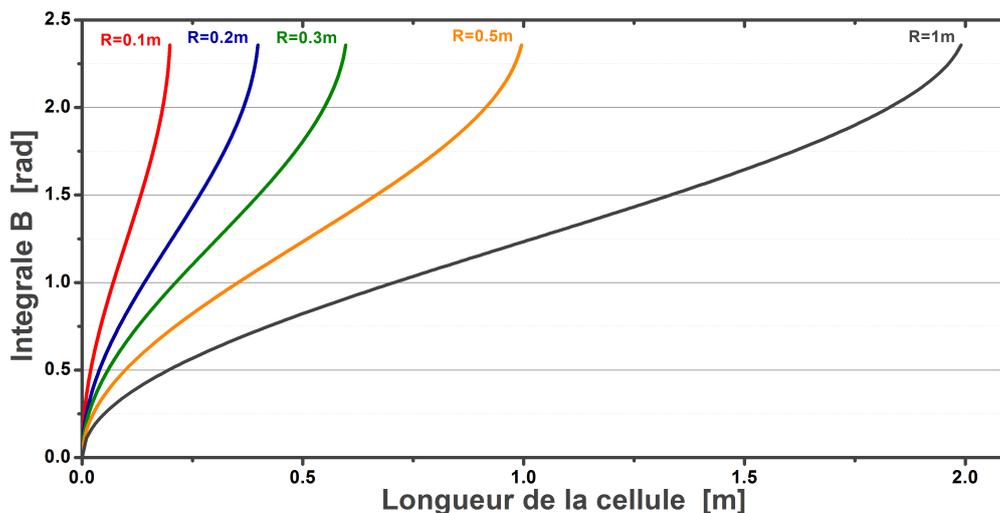


FIGURE IV.4 – Intégrale B par aller-retour en fonction de la longueur de la cellule pour différents rayons de courbure des miroirs. Le rapport  $\frac{P_c}{P_{crit}}$  est fixé à 0.5.

Dans une configuration confocale, l'intégrale B à chaque passage vaut, pour  $P_c = \frac{P_{crit}}{2}$ ,  $\frac{\pi^2}{8}$  soit 1.23 rad.

Enfin, si l'on considère le cas général d'une cellule avec des miroirs présentant des rayons de courbure différents,  $R_1$  et  $R_2$ , placés à des positions  $z_1$  et  $z_2$ , il est possible de généraliser l'écriture de l'intégrale B :

$$B_{ar} = \frac{\pi}{2} \frac{P_c}{P_{crit}} \left( \text{atan} \frac{z_2}{z_R} - \text{atan} \frac{z_1}{z_R} \right) \quad (\text{IV.7})$$

### 2.3 Dimensionnement de la cellule

Nous avons vu que les non-linéarités sont peu dépendantes de la géométrie de la cellule. Toutefois, le rayon de courbure des miroirs et la longueur de la cellule ont un impact sur deux autres limitations :

- Les dommages optiques sur les miroirs. Pour cela on définit une fluence maximale au dessus de laquelle le risque de casse des miroirs est non-nul  $J_d$ .
- L'ionisation du gaz. Pour cela on définit une intensité limite  $I_{lim}$ , comme dans le cas des capillaires.

Cela revient à limiter la taille de faisceau sur les miroirs et au waist à des valeurs supérieures à une certaine taille. Afin de simplifier le problème, nous fixons le rayon de courbure des miroirs et cherchons à connaître la gamme de longueur de cellule qui est compatible avec les paramètres d'entrée du laser (c'est-à-dire principalement la durée  $\Delta\tau$  et l'énergie  $E_{in}$ ).

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi\omega_M^2 > \frac{E_{in}}{J_d} \\ \pi\omega_0^2 > \frac{2E_{in}}{I_{lim}\Delta\tau} \end{array} \right. \quad (\text{IV.8a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi\omega_M^2 > \frac{E_{in}}{J_d} \\ \pi\omega_0^2 > \frac{2E_{in}}{I_{lim}\Delta\tau} \end{array} \right. \quad (\text{IV.8b})$$

La longueur de la cellule est reliée au rayon de courbure des miroirs et au waist par la relation :

$$\left\{ \begin{array}{l} L = \frac{2\pi^2 R \omega_M^4}{\pi^2 \omega_M^4 + \lambda^2 R^2} \\ L = R \pm \sqrt{R^2 - \frac{4\pi^2 \omega_0^4}{\lambda^2}} \end{array} \right. \quad (\text{IV.9a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} L = \frac{2\pi^2 R \omega_M^4}{\pi^2 \omega_M^4 + \lambda^2 R^2} \\ L = R \pm \sqrt{R^2 - \frac{4\pi^2 \omega_0^4}{\lambda^2}} \end{array} \right. \quad (\text{IV.9b})$$

En prenant en compte les limites sur la taille des faisceaux imposées par l'ensemble d'équation IV.8, les longueurs de cellule sont limitées par :

$$\left\{ \begin{array}{l} L > \frac{2RE_{in}^2}{E_{in}^2 + \lambda^2 R^2 J_d^2} \\ L < R + \sqrt{R^2 - \frac{16E_i n^2}{\lambda^2 \Delta\tau^2 I_{lim}^2}} \text{ et } L < R - \sqrt{R^2 - \frac{16E_i n^2}{\lambda^2 \Delta\tau^2 I_{lim}^2}} \end{array} \right. \quad (\text{IV.10a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} L > \frac{2RE_{in}^2}{E_{in}^2 + \lambda^2 R^2 J_d^2} \\ L < R + \sqrt{R^2 - \frac{16E_i n^2}{\lambda^2 \Delta\tau^2 I_{lim}^2}} \text{ et } L < R - \sqrt{R^2 - \frac{16E_i n^2}{\lambda^2 \Delta\tau^2 I_{lim}^2}} \end{array} \right. \quad (\text{IV.10b})$$

Le seuil de dommage des miroirs limite la longueur de la cellule à une valeur basse. En deçà de cette valeur, la taille du faisceau est trop petite (cf figure IV.2) et la fluence sur les miroirs dépasse la fluence limite. L'ionisation, quant à elle, impose deux conditions limites lorsque le diamètre du faisceau devient petit. Ainsi, l'intensité du faisceau dépasse l'intensité limite d'ionisation. Comme on peut le voir sur la figure IV.2, le diamètre du faisceau se rétrécit fortement lorsque la longueur de la cellule s'approche de la configuration concentrique ou bien tend vers 0. Cependant, pour une longueur très courte, la limite sur le seuil de dommage intervient avant l'ionisation. La figure IV.5 trace ces courbes sur un graphique de la longueur en

fonction du rayon de courbure des miroirs. Les paramètres d'entrée (énergie, durée, ionisation) sont ceux considérés pour le Tangerine SP réalisé dans le chapitre II. Le seuil de dommage correspond à une mesure effectuée sur les miroirs spécifiques commandés pour les expériences de compression non-linéaire en CMP. La zone grisée représente les longueurs pour lesquelles la cellule n'est pas stable. La zone rouge représente la zone où la fluence du faisceau sur les miroirs dépasse la fluence limite de dommage. Enfin les courbes verte et bleue représentent les limites d'ionisation. La zone d'opération, définie comme la zone où la CMP peut être opérée sans risque, correspond à la zone blanche. Sur la figure nous voyons que l'ionisation n'est présente que pour des valeurs extrêmes de longueurs de cellule. La principale limitation vient donc du seuil de dommage des miroirs et non pas de l'ionisation.

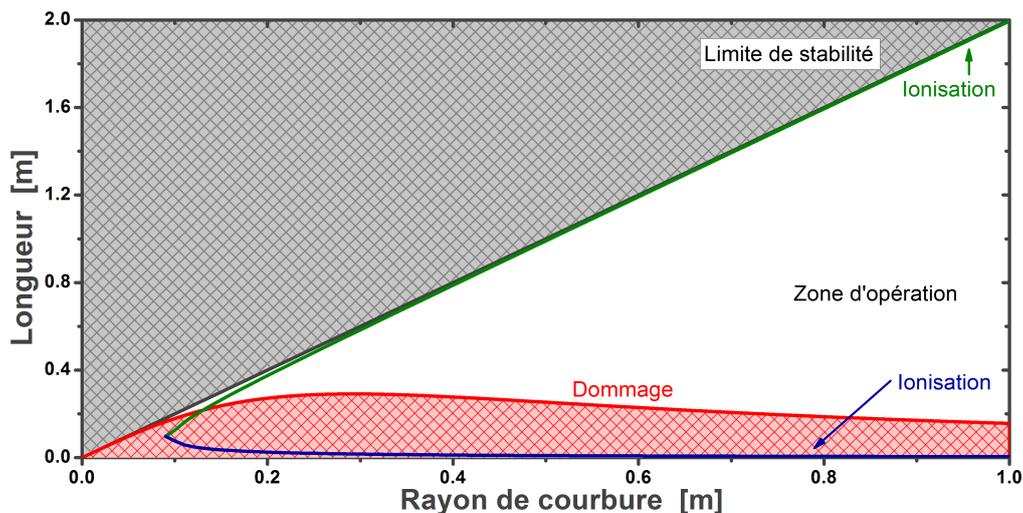


FIGURE IV.5 – Zone de fonctionnement d'une CMP en fonction du rayon de courbure de ses miroirs et de sa longueur pour les paramètres d'entrée suivants correspondant aux caractéristiques d'un Tangerine SP : Energie d'impulsion de 300  $\mu\text{J}$ ; durée d'impulsion de 150 fs; Intensité limite d'ionisation de  $8 \cdot 10^{16} \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ ; Seuil de dommage des miroirs de  $100 \text{ mJ}\cdot\text{cm}^{-2}$  déterminé expérimentalement.

## 2.4 Simulations

### 2.4.1 Description du modèle

La simulation utilisée et présentée dans la référence [Hanna 17] est basé sur un algorithme de split-step fourier symétrique. Les effets linéaires (diffraction, dispersion...) sont appliqués dans le domaine des fréquences et l'effet Kerr est appliqué dans les domaines temporel et spatial. La propagation linéaire est décrite par :

$$E(\omega, f_x, f_y, z + dz) = E(\omega, f_x, f_y, z) \times \exp\left(ik(\omega)\sqrt{1 - \frac{4\pi^2}{k(\omega)^2}(f_x^2 + f_y^2)dz}\right) \quad (\text{IV.11})$$

où  $\omega$  est la fréquence angulaire,  $f_x$  et  $f_y$  sont les fréquences spatiales transverses et  $z$  est l'axe de propagation. La dispersion est incluse dans le vecteur d'onde  $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ . Elle est prise en compte dans la dépendance de l'indice optique du matériel grâce à l'équation de Sellmeier. Les effets non-linéaires sont décrits dans le domaine spatio-spectral par l'équation suivante :

$$E(t, x, y, z + dz) = E(t, x, y, z) \times \exp(ik_0 n_2 I(t, x, y, z) dz) \quad (\text{IV.12})$$

avec  $t$  le paramètre du temps,  $x$  et  $y$  les composantes spatiales et  $k_0$  le vecteur d'onde à la longueur d'onde centrale du spectre de l'impulsion dans le vide.

Le faisceau est défini sur une grille de 128 par 128 points dans le domaine spatial et de 256 points dans le domaine temporel. L'échantillonnage est adapté de manière à couvrir toute la taille du faisceau et sa divergence dans le domaine spatial et la forme temporelle initiale et le spectre élargi de l'impulsion dans le domaine temporel. Dans tous les cas, nous vérifions que cette échantillonnage est bon. Les miroirs de la cellule sont modélisés comme une phase quadratique dans le domaine spatial. Toutefois, il est possible d'introduire aussi une phase spectrale afin de simuler une dispersion que pourrait ajouter les miroirs afin de contrebalancer la dispersion des milieux non-linéaires.

Finalement, après propagation dans la CMP, nous introduisons une phase quadratique dans le domaine temporel afin de simuler l'action d'un compresseur sur l'impulsion.

#### 2.4.2 Comparaison d'une compression en CMP avec une compression dans une seule lame

Pour expliquer l'intérêt d'une cellule par rapport à une lame de verre simple, nous simulons le montage réalisé dans la référence [Schulte 16] correspondant à la première cellule réalisée expérimentalement. Le laser utilisé est un système innoslab avec un cristal d'Yb :YAG délivrant des impulsions de 850 fs avec une énergie de 40  $\mu$ J à une cadence de 10 MHz. Les rayons de courbure des miroirs utilisés sont de 350 mm et le traitement est conçu pour introduire à chaque rebond une dispersion de  $-400 \text{ fs}^2$  afin de compenser la dispersion du milieu non-linéaire. La longueur de la cellule est de 540 mm. Le milieu non-linéaire est composé des deux substrats des miroirs, ce qui correspond à une épaisseur de 13 mm de verre à chaque passage dans la cellule. Le faisceau effectue 18 aller-retours dans la cellule.

Nous comparons à la figure IV.6 les profils spatio-spectraux obtenus dans le cas de la CMP (cas 1) et dans le cas où le faisceau subit une intégrale B équivalente dans un seul plan (cas 2), ce qui correspond au cas où le faisceau est envoyé dans un milieu solide fin.

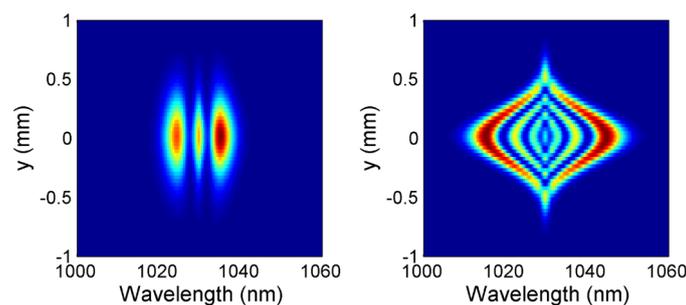


FIGURE IV.6 – Comparaison des profils spatio-spectraux lorsque le faisceau se propage dans une CMP (gauche) et lorsqu'il se propage dans un seul milieu solide (droite).

On observe dans le cas 2 que le spectre est fortement élargi au centre du faisceau, là où l'intensité est maximale. Plus on s'éloigne du centre du faisceau et moins le spectre est élargi. Au contraire, le cas 1 présente un élargissement très homogène quelque soit la composante transverse considérée. Dans le cas de la CMP, les non-linéarités sont redistribuées dans tout le faisceau. Cela permet d'avoir un élargissement homogène mais diminue l'excursion maximale du spectre. Ainsi, l'intégrale B moyenne sur tout le faisceau est égale à la moitié de l'intégrale B réalisée au centre du faisceau du cas 1.

### 2.4.3 Simulation d'une cellule avec lame de verre

Les résultats de la simulation montrent une très bonne cohérence avec l'expérience [Schulte 16]. Pour une énergie de 30  $\mu\text{J}$ , le modèle parvient à retrouver les mêmes caractéristiques que l'expérience. L'impulsion est comprimée à une durée de 160 fs et l'intégrale B sur l'axe est de 19 rad, proche de l'intégrale B estimée dans l'article (15.7 rad). L'intérêt de la simulation est de pouvoir augmenter l'énergie dans la cellule au delà du seuil limite observé expérimentalement. En effet, les expérimentateurs observent une dégradation de la qualité de faisceau lorsqu'ils augmentent l'énergie. Nous avons donc réalisé une simulation avec une énergie incidente de 40  $\mu\text{J}$ . Le résultat est affiché à la figure IV.7.

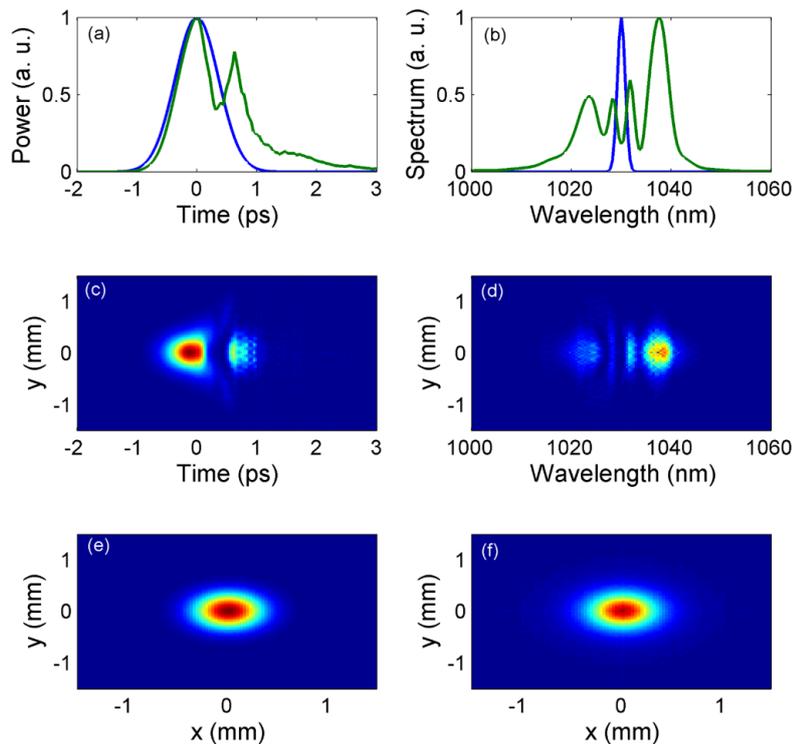


FIGURE IV.7 – Résultat de la simulation de la cellule de la référence [Schulte 16] avec une énergie d'entrée de 40  $\mu\text{J}$ . (a) profil temporel en entrée (bleu) et après élargissement spectral (vert). (b) Spectre en entrée (bleu) et en sortie (vert). (c) Profil spatio-temporel en sortie de cellule (d) Profil spatio-spectral en sortie de cellule (e) Faisceau en entrée de cellule (f) Faisceau en sortie de cellule.

Dans la simulation l'impulsion n'est plus compressible. Nous parvenons à voir avec cette simulation les problèmes d'homogénéisation spatiale des non-linéarités dans le faisceau. On observe sur le profil du faisceau en sortie (figure en bas à droite de la figure IV.7) un halo que nous attribuons à la partie intense du faisceau qui va subir de l'auto-focalisation. Ces composantes vont ensuite créer en sortie, la traînée observable sur le profil temporel comprimé. La proportion d'énergie dans ce halo n'est pas du tout négligeable comparée à l'énergie restante dans le faisceau. Cela entraîne une forte dégradation du mode.

Afin de vérifier le comportement de la cellule, nous avons calculé la qualité de faisceau en sortie de cellule pour différentes énergies d'entrée en calculant le facteur  $M^2$  (figure IV.8). Nous voyons clairement une très forte dégradation soudaine lorsqu'on augmente l'énergie. En dessous de 15  $\mu\text{J}$ , le faisceau ne subit aucune dégradation et le  $M^2$  est de 1. Entre 15 et 35  $\mu\text{J}$ , le faisceau se

dégrade légèrement, de manière linéaire, et passe à 1.5. Au-delà il est très fortement dégradé et passe à plus de 10 pour une énergie de 40  $\mu\text{J}$ . Cela est visible sur les profils spatiaux. Le profil spatial en sortie de cellule pour une énergie de 30  $\mu\text{J}$  est identique au profil d'entrée, tandis que le profil à une énergie de 40  $\mu\text{J}$  présente des déformations. L'énergie est diluée dans les pieds du faisceau.

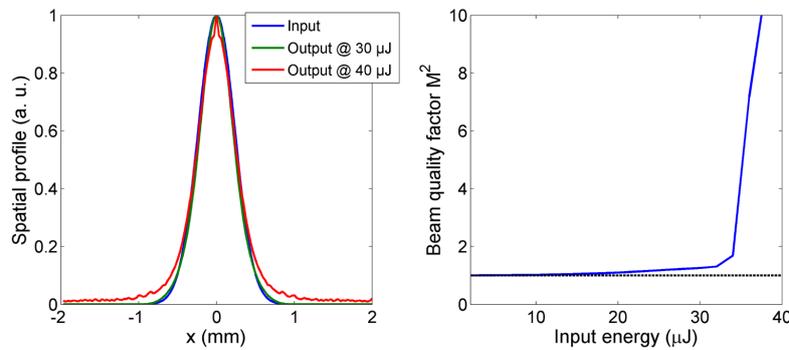


FIGURE IV.8 – Étude du facteur de qualité de mode  $M^2$  en fonction de l'énergie d'entrée dans le système décrit dans la publication [Schulte 16]. (a) Profil spatial en entrée (bleu) et en sortie de cellule pour une énergie de 30  $\mu\text{J}$  (vert) et de 40  $\mu\text{J}$  (rouge). (b) ; Facteur  $M^2$  en fonction de l'énergie.

Cette comparaison nous a permis de valider le code de simulation. Nous sommes capable de prévoir et calculer les couplages spatio-spectraux en sortie de cellule. Nous pouvons donc nous baser sur ce code pour dimensionner les cellules que nous allons réaliser.

#### 2.4.4 Simulation d'une cellule remplie de gaz

Nous simulons la compression d'un laser de type Tangerine qui a une énergie de 160  $\mu\text{J}$  et une durée de 275 fs. La cellule simulée est une cellule de 28 cm de long remplie avec 7 bar d'argon. Le rayon de courbure des miroirs est de 300 mm. La dispersion des miroirs est nulle, ce qui entraîne une dispersion globale de la cellule positive. Cela peut facilement se voir sur la figure IV.9. La durée d'impulsion en sortie de cellule est quasiment triplée par rapport à la durée en entrée (612 fs contre 275 fs). Cela entraîne une diminution progressive de l'intégrale B par passage qui passe de 0.27 rad à 0.17 rad à la fin de la traversée de la cellule. En moyenne, l'intégrale B par passage est de 0.22 rad, ce qui correspond à une intégrale B totale réalisée de 15.75 rad. La compression de l'impulsion nécessite de compenser une dispersion d'ordre 2 de 4 000  $\text{fs}^2$ . Il est alors possible de comprimer l'impulsion à une durée de 36 fs, égale à la durée limitée par transformée de Fourier.

L'intérêt de la simulation est d'observer les phénomènes spatio-spectraux. Nous avons donc tracé le spectre en fonction de la position transverse dans le faisceau. Nous ne voyons aucune modification du spectre lors de ce scan. Le profil du faisceau en sortie est identique au profil du faisceau en entrée. Ces paramètres nous permettent de penser que la cellule de compression dans cette configuration est un excellent choix pour la compression des impulsions sortantes d'un laser type Tangerine.

#### 2.4.5 Influence de la géométrie de la cellule sur les couplages

Nous avons vu précédemment que la géométrie de la cellule influe peu sur l'intégrale B qu'il est possible de réaliser. En revanche elle a une influence sur l'ionisation du gaz, dans le cas d'une cellule remplie de gaz, et sur l'énergie limite avant endommagement des miroirs. Toutefois, nous n'avons pas étudié l'influence de la géométrie de la cellule sur les couplages spatio-spectraux.

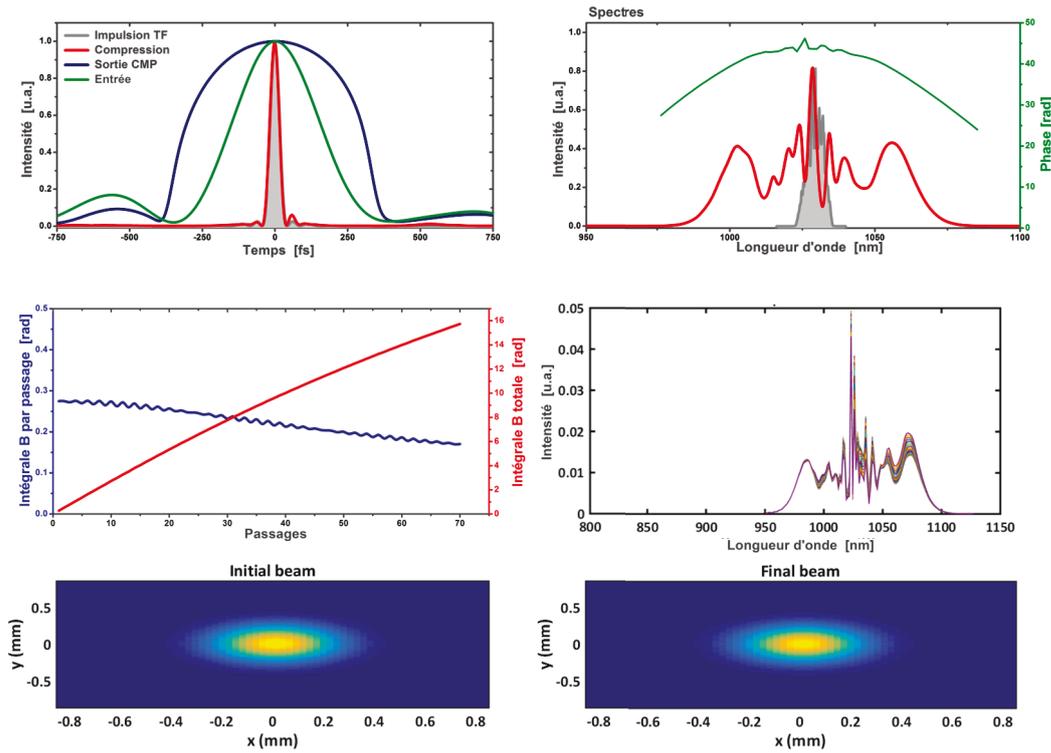


FIGURE IV.9 – Résultat de la simulation de compression d'un Tangerine dans une cellule remplie de gaz. En haut à gauche : profil temporel de l'impulsion en entrée (verte), en sortie de cellule (bleue), après compression (rouge) et limité par transformée de Fourier (gris). En haut à droite : spectre en entrée (gris) en sortie de cellule et phase spectrale (vert). Au milieu à gauche : intégrale B par passage dans la cellule (bleue) et cumulée (rouge). Au milieu à droite : spectre normalisé selon une composante transverse du faisceau. En bas : profil du faisceau en entrée de cellule (à gauche) et en sortie (à droite).

C'est ce que nous nous proposons de voir ici dans le cas de la cellule remplie de gaz simulée précédemment. Pour cela, nous avons calculé le facteur de compression réalisable ainsi que les couplages avec différentes longueurs de cellule en fonction du rapport entre la puissance-crête de l'impulsion et la puissance critique du gaz. Nous n'avons pas considéré les seuils de dommage des miroirs et l'ionisation du gaz afin de généraliser le propos.

Pour quantifier les couplages, nous introduisons une nouvelle grandeur dépendante du temps, le *Beam Parameter Product* BPP, qui est le produit entre la taille du faisceau  $\Delta r(t)$  et la divergence angulaire  $\Delta f(t)$ .

$$\begin{cases} BPP(t) = \Delta r(t)\Delta f(t) & \text{(IV.13a)} \\ r = \sqrt{x^2 + y^2} & \text{(IV.13b)} \\ f = \sqrt{f_x^2 + f_y^2} & \text{(IV.13c)} \end{cases}$$

On définit alors le facteur de couplage STC comme le rapport entre la déviation standard du paramètre BPP et sa valeur moyenne au court du temps.

$$STC = \frac{\sigma_{BPP}}{\langle BPP \rangle} \quad \text{(IV.14)}$$

Avec ce paramètre, si la qualité du faisceau est constante au cours du temps, c'est-à-dire qu'aucun couplage n'apparaît, le paramètre STC vaut 0. Il augmente ensuite à mesure que des couplages apparaissent et déforment progressivement le faisceau. Nous avons défini un

seuil arbitraire de 0.1 qui permet de conserver une bonne qualité de faisceau en sortie (ce qui correspond par exemple à une énergie inférieure à 35  $\mu\text{J}$  dans le cas de la simulation de la référence [Schulte 16]).

La figure IV.10 montre le résultat des calculs pour des longueurs de cellule de 10 cm (bleu), 30 cm (vert) 40 cm (rouge) et 55 cm (cyan). Les plus gros facteurs de compression sont obtenus dans la configuration confocale. Le maximum est d'environ 20 pour un rapport  $P_c/P_{crit}$  de 0.9. Les facteurs de compression pour des longueurs proches des limites de stabilité sont plus faibles. La cellule qui permet de s'approcher au maximum de la puissance critique est la cellule de 10 cm. Dans ce cas, le facteur STC est quasiment nul jusqu'à un rapport  $P_c/P_{crit}$  de 0.9 et augmente ensuite rapidement. Plus la longueur de la cellule augmente et plus le rapport  $P_c/P_{crit}$  limite est faible. Ainsi pour une longueur de 30 cm, ce rapport dépasse le seuil STC = 0.1 pour une valeur d'environ 0.65 et augmente au dessus de 0.8. Ce seuil est ensuite atteint pour un rapport de 0.3 et 0.1 pour des longueurs respectives de 40 et 55 cm. Ce comportement peut s'expliquer par le fait que plus la cellule est longue et plus l'intégrale B par passage est importante à rapport  $P_c/P_{crit}$  constant.

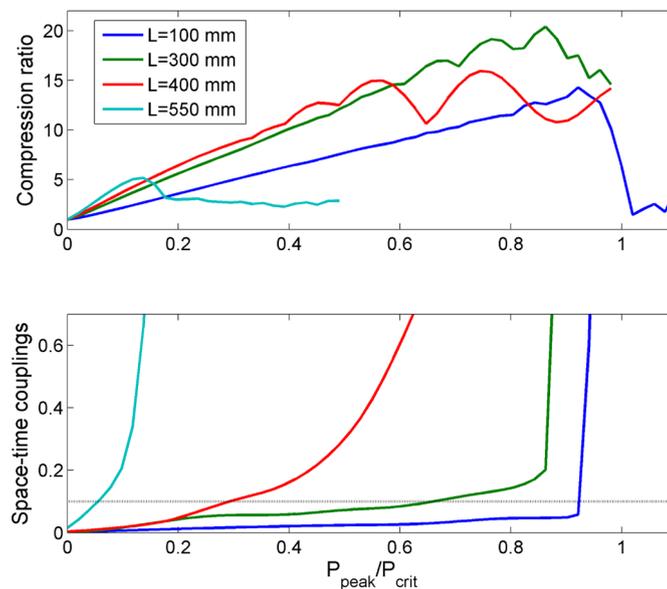


FIGURE IV.10 – En haut : facteur de compression pour différentes longueurs de cellule en fonction du ratio  $P_c/p_{crit}$ . En bas : Couplage spatio-temporel pour différentes longueurs de cellule en fonction du ratio  $P_c/p_{crit}$ . La ligne grise indique la limite STC = 0.1

Cette simulation montre que, si nous utilisons le critère de limite  $P_c/P_{crit} = 0.5$  que nous avons instaurée dans les capillaires, nous n'observerons pas de couplage spatio-spectral pour des longueurs de cellule inférieur à la longueur confocale.

### 3 Compression d'un amplificateur à fibre à l'aide d'une Cellule Multi-Passage

#### 3.1 Cellule Multi-Passage remplie de gaz

##### 3.1.1 Conception

La figure IV.11 montre des vues 3D de la cellule réalisée dans les ateliers mécaniques de l'Institut d'Optique. L'encombrement de la chambre est de 70 cm par 25 cm. Il est possible de modifier la longueur de la cellule de 15 à 60 cm. Les hublots en entrée et en sortie, ont

une épaisseur de 5 mm, permettant, comme dans le cas des modules capillaires décrits dans le chapitre précédent d'avoir une pression de gaz supérieure à 15 bar. La limite de pression vient du capot en plexiglas. L'utilisation de plexiglas permet de voir l'intérieur de la chambre et notamment d'observer en temps réel les miroirs pour savoir si un des miroirs présente un dégât. Néanmoins, le plexiglas étant moins rigide que l'aluminium, la pression limite est plus basse. La chambre a été conçue pour résister à une pression de 10 bar. Expérimentalement, bien que nous soyons montés à une pression de 9 bar, nous limitons la pression à 7 bar parce que nous observons des fuites plus importantes. Nous attribuons ces fuites au fait que le capot est suffisamment soulevé à cause de la pression pour présenter de légères fuites.

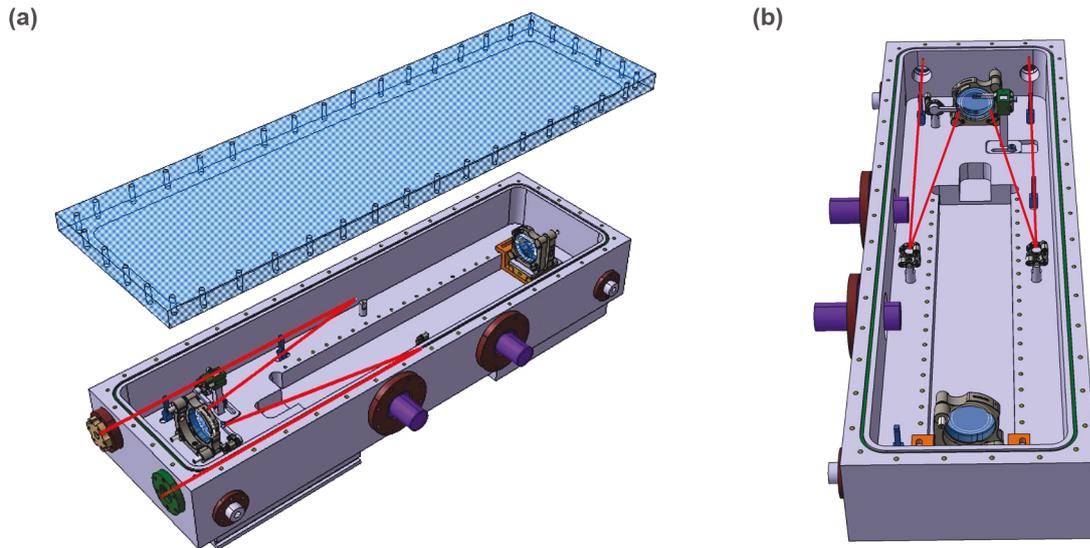


FIGURE IV.11 – Chambre pressurisée dont les plans ont été réalisés à l'atelier mécanique de l'Institut d'Optique par Jean-René Rullier.

Nous avons prévu des passages pour des raccords électriques (symbolisés en violet sur la figure) qui permettraient de motoriser les réglages critiques de la cellule : longueur avec un ajustement fin à l'aide d'une platine; orientation des miroirs de la cellule et des miroirs d'injection et d'extraction. Néanmoins nous n'avons pas eu besoin de les utiliser. Enfin nous avons placé deux raccords de gaz de la même manière que dans le cas des capillaires.

### 3.1.2 Montage

Les tests de la CMP ont été réalisés sur un Tangerine HP2. La cadence du laser est de 150 kHz, sa puissance moyenne de 40 W, ce qui correspond à une énergie disponible de 266  $\mu\text{J}$ . La durée du laser, mesurée à l'aide d'un FROG dont le résultat est tracé à la figure IV.12, est de 275 fs. Cela résulte en une puissance-crête à énergie maximale de 805 MW.

La figure IV.13 montre le schéma de la manipulation. Partant du laser présenté précédemment, le faisceau est envoyé dans la chambre pressurisée. Le faisceau est focalisé dans la CMP en utilisant un zoom optique composé de trois lentilles. Cet ensemble permet de focaliser le faisceau à la taille stationnaire au centre de la cellule. L'utilisation de trois lentilles permet de conserver le même schéma optique tout en ayant la liberté de changer la longueur de la cellule. La géométrie de ce zoom est dépendante de la taille du waist à atteindre ainsi que de la frontale.

Les miroirs de la cellule d'Herriot utilisés (1) sont des miroirs de rayons de courbure 300 mm et de diamètre 50 mm et les miroirs d'injection et d'extraction (2) ont une taille de 3 mm par 10 mm. Tous les miroirs ont été spécialement conçus pour l'expérience. Les miroirs présentent une bande de réflectivité de 910 à 1180 nm permettant en théorie d'atteindre des durées inférieures

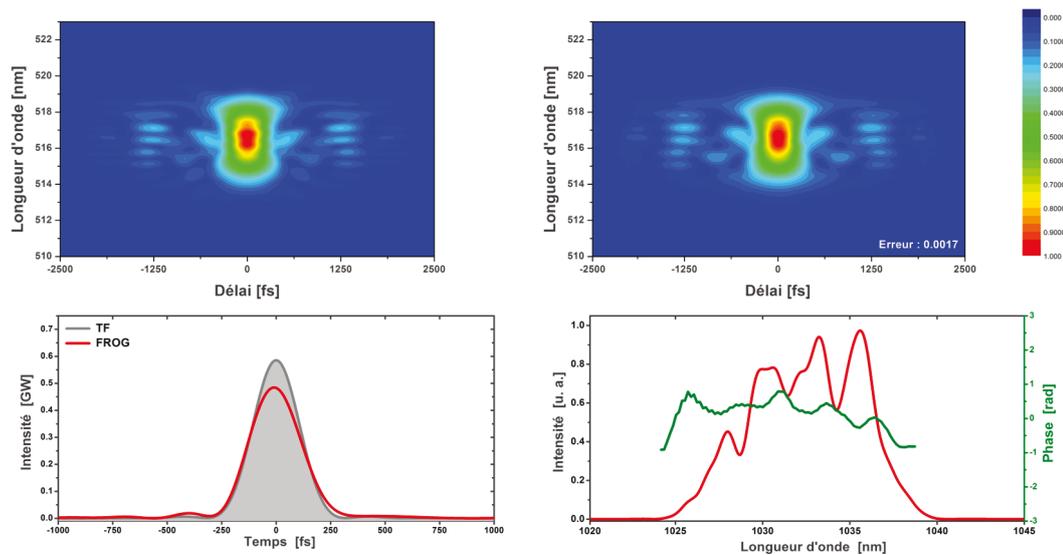


FIGURE IV.12 – Résultat FROG de la mesure de l'impulsion en sortie de Tangerine. La mesure est effectuée sur une grille de  $512 \times 512$  points. En haut à gauche, trace FROG mesurée et à droite trace FROG retrouvée. Cette dernière présente une erreur de mesure de 0.0017. En bas : à gauche, forme temporelle de l'impulsion (en rouge) et de l'impulsion limitée par transformée de Fourier (en gris) ; à droite, spectre mesuré par le FROG.

à 20 fs avec une réflectivité supérieure à 99.5 % sur la totalité de la bande. La dispersion du traitement est inférieure à  $20 \text{ fs}^2$ . Le seuil de dommage certifié par le fabricant était supérieur à  $150 \text{ mJ/cm}^2$ . Comme nous le verrons par la suite, le seuil que nous avons trouvé en expérience est inférieur à cette valeur. L'espacement entre les miroirs est optimisé en partant de la position confocale et est ainsi réduit à 285 mm de manière à effectuer 34 aller-retours dans la cellule. La longueur de propagation dans la cellule est donc de 19.5 m.

Afin de réduire la taille du montage et de faciliter l'injection de la cellule, nous avons ajouté des miroirs de repli (3). La distance entre le waist de la cellule et la dernière lentille du zoom dans cette configuration est de 80 cm. La collimation du faisceau en sortie de cellule est effectuée à l'aide d'une lentille de focale 600 mm.

Dans cette configuration, la taille du faisceau au waist est de  $220 \text{ }\mu\text{m}$  au centre de la cellule et de  $300 \text{ }\mu\text{m}$  sur les miroirs. Avec l'énergie du laser, cela correspond à une fluence de  $80 \text{ mJ.cm}^{-2}$ . Nous sommes donc normalement en dessous de la valeur limite.

La chambre pressurisée est remplie avec 7 bar d'argon. L'indice non-linéaire effectif est donc de  $n_2 = 6.5 \times 10^{-23} \text{ m}^2.\text{W}^{-1}$ . Le gaz introduit une dispersion à cette pression de  $110 \text{ fs}^2/\text{m}$ . Cela représente donc  $63 \text{ fs}^2$  par aller-retour. Cela n'est pas négligeable en comparaison des effets non-linéaires réalisés dans le même temps. En revanche la puissance critique dans le gaz, de 2 GW, est largement supérieure à la puissance-crête de l'impulsion. Nous respectons même le critère  $P_c < \frac{P_{crit}}{2}$ . Cela montre un des avantages de la compression en CMP : la distance de propagation, et donc d'interaction non-linéaire, dans la cellule est plus importante que pour un capillaire (entre 15 et 30 m typiquement).

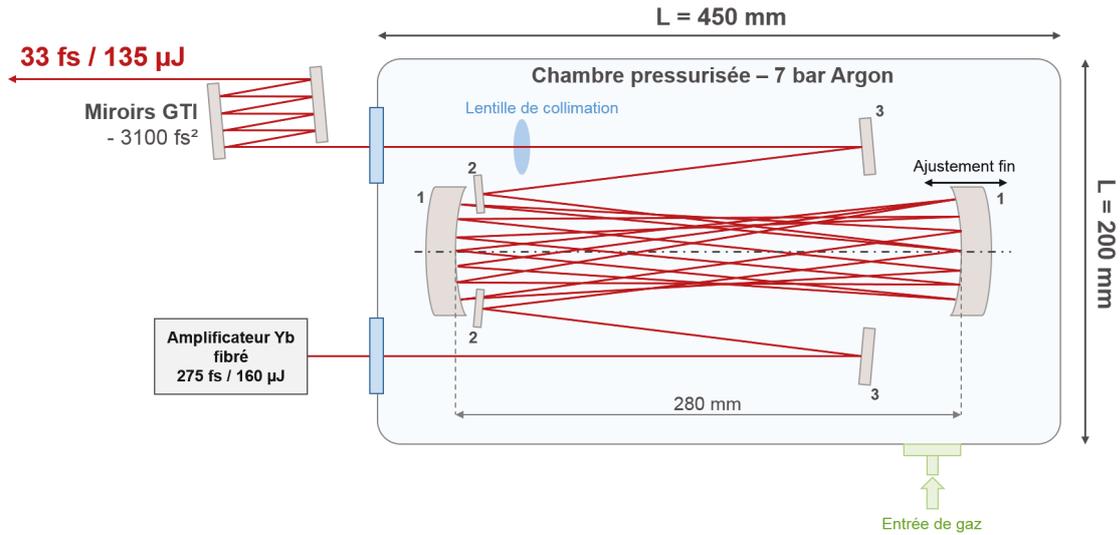


FIGURE IV.13 – Schéma de principe de la compression non-linéaire en CMP remplie de gaz d'un Tangerine.

### 3.1.3 Résultats expérimentaux

#### Impact de la dispersion dans la CMP

Afin de voir l'importance de la dispersion dans la CMP remplie de gaz, nous avons réalisé une mesure FROG de l'impulsion en sortie de chambre pressurisée, sans ajout de dispersion négative (Figure IV.14). L'impulsion en sortie a une durée de 550 fs et sa puissance crête est maintenant de 225 MW. Cela représente une durée deux fois plus longue qu'en entrée.

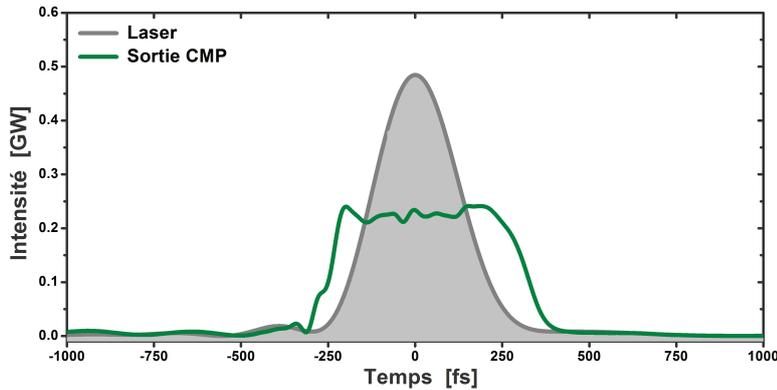


FIGURE IV.14 – Forme temporelle de l'impulsion en sortie de chambre pressurisée (en vert) retrouvée à l'aide d'une mesure FROG. La mesure a été effectuée sur une grille de  $512 \times 512$  points. L'erreur de reconstruction est de 0.018. La forme temporelle du laser de la figure IV.12 est tracé en gris afin de comparer les deux résultats.

Avec cette mesure nous avons pu estimer la dispersion qu'il faut introduire pour comprimer l'impulsion de manière optimale. Nous avons mesuré la dispersion de nos éléments dispersifs à l'aide d'un appareil Chromatis [KMLabs]. Cela nous permet de prédire de manière précise la composition du compresseur. Nous avons introduit  $-3100 \text{ fs}^2$  avec deux paires de miroirs composées de deux miroirs présentant une dispersion de  $-250 \text{ fs}^2$  et de deux présentant une dispersion de  $-100 \text{ fs}^2$ .

## Compression

Le spectre en sortie de CMP présente une largeur à -10 dB de 93 nm. Cela correspond à une durée limitée par transformée de Fourier de 31 fs. Avec la dispersion introduite nous sommes capable de comprimer l'impulsion à 33 fs. Le facteur de compression est de 8.4. Bien qu'il soit comparable aux facteurs obtenus dans le cas des montages de compression non-linéaire en capillaire, il est plus faible que ce que nous avons simulé au début. Cela s'explique par une limitation de l'énergie (à cause du seuil de dommage des miroirs) et de la pression de gaz à 7 bar. En effectuant une simulation avec les paramètres corrigés à l'aide du code présenté précédemment, nous pouvons voir que le profil et le spectre en sortie sont très proches de ce à quoi nous nous attendons. L'intégrale B estimée est de 0.6 rad par aller-retour, soit au total 14.9 rad. Le résultat de la mesure FROG est tracé sur la figure IV.15. L'erreur de reconstruction est de 0.0033 sur une grille de mesure de  $512 \times 512$  points. Grâce à cette mesure nous estimons le rapport de Strehl à 82 % et la puissance-crête à 3.25 GW, soit un facteur de 6.7 par rapport à la puissance-crête d'entrée.

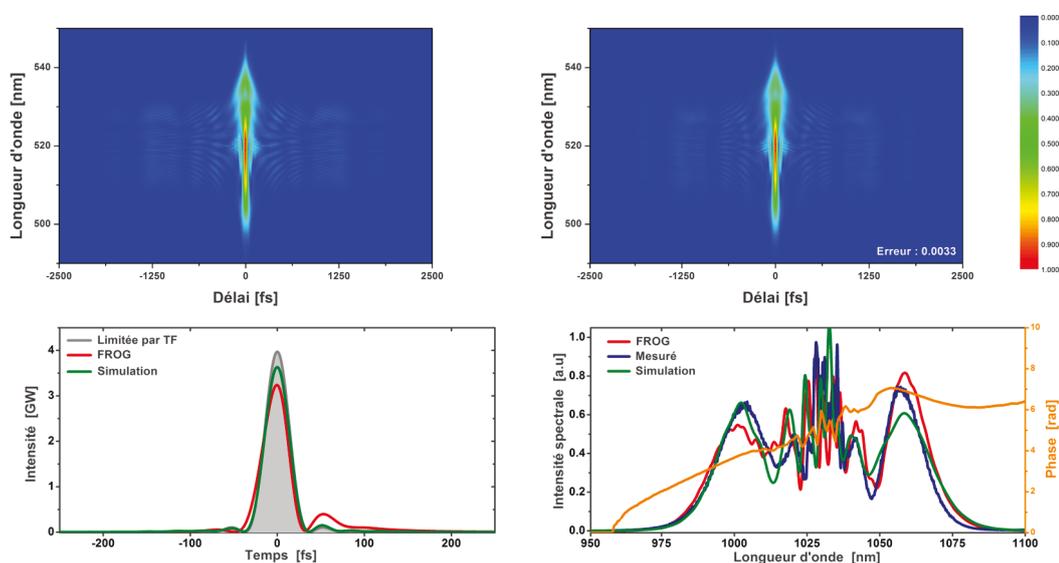


FIGURE IV.15 – Résultat FROG de la mesure de l'impulsion après compression. La mesure est effectuée sur une grille de  $512 \times 512$  points. En haut : à gauche, trace FROG mesurée ; à droite trace FROG retrouvée. Cette dernière présente une erreur de mesure de 0.0033. En bas : à gauche, forme temporelle de l'impulsion (en rouge), de l'impulsion comprimée à l'aide d'une simulation et de l'impulsion limitée par transformée de Fourier (en gris) ; à droite, spectre mesuré par le FROG (en rouge), simulé (en vert) et mesuré indépendamment au spectro-mètre en bleu.

## Transmission de la CMP

Le graphique de la figure IV.16 montre la transmission de la CMP. Pour la mesurer, nous relevons la puissance avant le hublot d'entrée puis après celui de sortie. Les pertes de la CMP prennent donc en compte les pertes des hublots, de tous les miroirs à l'intérieur de la chambre pressurisée ainsi que de la lentille de collimation. Les pertes de toutes les optiques à l'exception des optiques propres à la cellule d'Herriot (miroirs courbes et miroirs d'injection et d'extraction) sont estimées à 3 % en mesurant la réflectivité à faible puissance dans l'air. La première remarque que l'on peut faire est que l'énergie maximale en entrée est seulement de 160  $\mu\text{J}$ , bien inférieure à l'énergie maximale du laser. Cela est dû au fait que le seuil de dommage des miroirs est plus faible que ce qui était attendu. Nous avons donc cassé à plusieurs reprises des miroirs courbes à des énergies proches de 200  $\mu\text{J}$ . Nous estimons ainsi que le seuil de dommage

est plus proche de  $60 \text{ mJ.cm}^{-2}$ . Afin de se prémunir de problèmes de dégâts des optiques, nous avons décidé de limiter l'énergie à la valeur indiquée précédemment.

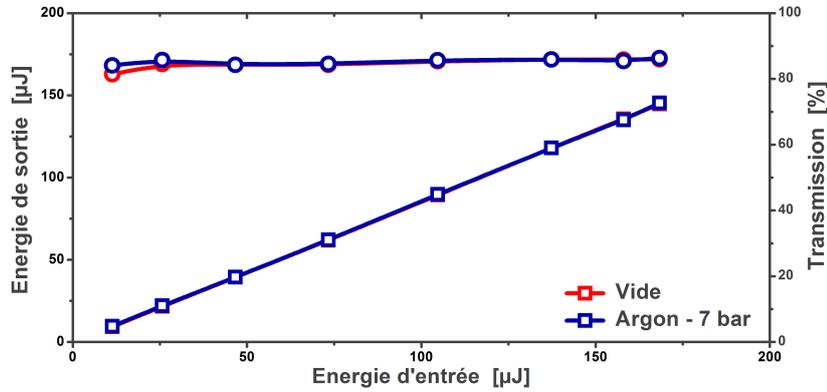


FIGURE IV.16 – Puissance en sortie de la chambre (courbe avec carrés) et transmission après miroirs de compression (courbe avec ronds) dans le vide (en rouge) et dans 7 bar d'argon (en bleu).

Contrairement au capillaire, nous n'observons aucune différence de transmission entre la configuration dans le vide et avec 7 bar d'argon. De plus la transmission reste constante lorsqu'on augmente l'énergie. Nous n'observons donc pas de pertes supplémentaires en présence d'effets non-linéaires dans la CMP. La valeur de transmission à énergie maximale de la chambre est de 93 %. Cela correspond donc à une transmission de la cellule seule d'environ 97 %, principalement limitée par la réflectivité du traitement des miroirs courbes. En effet, en prenant en compte que nous effectuons 68 rebonds sur les miroirs courbe et 2 sur les doigts, une transmission globale de 97 % donne une réflectivité à chaque rebond de 99.95 %, meilleure que la réflectivité spécifiée par le fabricant. L'énergie de sortie maximale est de  $148 \mu\text{J}$ . Ceci constitue l'atout principal des CMP par rapport aux capillaires dans la gamme d'énergie étudiée.

### Étude de la qualité spatiale du faisceau et des couplages spatio-spectraux

Un des paramètres important à étudier dans la CMP est la qualité spatiale du faisceau. La propagation d'un faisceau en espace libre est normalement sensible à l'effet Kerr spatial mais, comme nous l'avons vu dans la partie théorique, la cellule permet de s'affranchir de cet aspect lorsque les effets non-linéaires sont de l'ordre du radian par passage. D'après la simulation numérique, nous ne devrions donc pas observer de dégradation spatiale du faisceau en présence d'effets non-linéaires dans la configuration expérimentale.

Dans un premier temps nous avons mesuré le facteur de qualité  $M^2$  dans le vide afin de s'affranchir des effets non-linéaires. La qualité de faisceau sur les deux axes est de 1.16 et 1.24. Nous n'observons pas, lorsque nous augmentons l'énergie, de dégradation du faisceau. Cela signifie que la propagation dans la cellule ne dégrade pas la qualité de faisceau.

Nous remplissons ensuite la CMP et ré-effectuons les mesures. Le facteur de qualité basse énergie est le même que dans le vide et n'augmente pas significativement avec l'énergie à l'exception du point à  $100 \mu\text{J}$ . Ce point n'est toutefois pas significatif et provient sûrement d'une erreur de mesure. Le facteur de qualité finale, dont la mesure est tracée sur la figure IV.17 à droite est de 1.15 et 1.25. Nous ne voyons donc pas de dégradation du facteur de qualité en présence d'effets non-linéaires.

L'étude du facteur  $M^2$  n'est pas suffisante pour quantifier les couplages spatio-spectraux

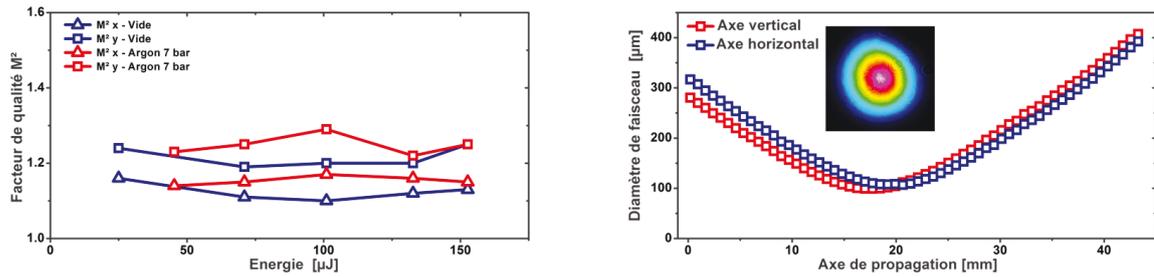


FIGURE IV.17 – A gauche : mesure de la qualité du faisceau en fonction de l'énergie dans le vide (en bleu) et dans 7 bar d'argon (en rouge) sur les deux axes du faisceau. A droite : Caustique de la mesure de  $M^2$  à énergie maximale dans 7 bar d'argon avec en insert le faisceau en champ lointain après compression.

car la mesure n'est pas résolue spectralement. Nous ne sommes donc pas capable de voir si certaines longueurs d'onde se concentrent dans une zone particulière du faisceau (par exemple si le spectre est principalement élargi au centre du faisceau). Afin de pallier ce problème, la référence [Weitenberg 17b] *et al* propose de mesurer le spectre en fonction de la position dans le faisceau en balayant une fibre de faible ouverture et introduisent le facteur de recouvrement spectral  $V$ . Ce facteur est calculé sur un axe du faisceau. Pour le calculer, il est nécessaire de connaître le spectre sur différentes positions du faisceau. On compare ensuite l'intensité spectrale  $I(\lambda)$  de chaque spectre avec l'intensité  $I_0(\lambda)$  du spectre au centre du faisceau en calculant le recouvrement entre les deux spectres avec le calcul suivant :

$$V = \frac{\left[ \int (I(\lambda)I_0(\lambda))^{1/2} d\lambda \right]^2}{\left[ \int I(\lambda)d\lambda \int I_0(\lambda)d\lambda \right]} \quad (\text{IV.15})$$

Ce facteur donne une courbe sur toute la composante transverse du faisceau. En pondérant à chaque composante ce facteur par l'intensité du faisceau, il est possible de définir un facteur de recouvrement moyen du faisceau  $V_{moy}$  qui quantifie l'homogénéité du spectre sur tout le faisceau. Nous avons utilisé la même méthode afin de vérifier la qualité du faisceau.

La figure IV.18 montre les résultats de la mesure effectuée à l'aide du spectro-imageur. Les spectres montrés correspondent à ceux de la mesure de l'axe horizontal du faisceau. Expérimentalement, nous avons réalisé cela en utilisant un montage spectro-imageur. Le faisceau est envoyé sur un réseau qui le diffracte sur un axe. Après le réseau, on place une lentille et une caméra de manière à collimater l'axe diffracté. L'axe non-diffracté est imagé sur la caméra et sa taille dépend de la taille incidente du faisceau. La taille de l'axe diffracté dépend quant à elle de la largeur spectrale de l'impulsion ainsi que de la densité de traits du réseau. Il y a donc un compromis à trouver entre la densité de traits et la focale de la lentille afin de pouvoir observer la totalité du faisceau sur la caméra dont le capteur présente une surface de  $4 \times 5 \text{ mm}^2$  et une taille de pixel de  $4 \mu\text{m}$ . Nous avons choisi une lentille de 75 mm et un réseau de 500 traits/mm. La taille de faisceau sur l'axe focalisé est ainsi de  $200 \mu\text{m}$ , ce qui correspond à environ 50 pixels de la caméra. Sur l'axe résolu spectralement, la résolution spectrale est de 5 nm. Cette résolution est faible mais s'explique par les contraintes exposées précédemment et le besoin de faire un compromis. Nous sommes donc capable de voir les structures grossières du faisceau mais pas les structure fines. C'est ce que l'on peut voir en comparant la mesure expérimentale (figure IV.18 en haut à droite) et la simulation (figure IV.18 en bas à droite). Nous arrivons à résoudre les lobes latéraux mais pas la structure au centre du faisceau correspondant aux pics spectraux autour de 1030 nm. La différence d'intensité entre les bases et hautes longueurs d'onde sur la mesure expérimentale correspond au fait que le capteur utilisé, composé de silicium, présente

une sensibilité bien plus faible au dessus de 1050 nm qu'en dessous. Cependant la superposition selon l'axe vertical des spectres montre un très bon recouvrement (cf figure IV.18 en haut à gauche). Sur la figure en bas à gauche, nous retraçons le profil du faisceau sur l'axe vertical (en rouge) et horizontal (en bleu) (courbe en pointillé) en prenant en compte l'intensité spectrale du faisceau sur la caméra. Nous retrouvons une forme gaussienne classique de faisceau. Enfin nous mesurons le facteur de recouvrement comme expliqué précédemment sur les deux axes. Le résultat est tracé sur la même figure en trait plein. Le facteur de recouvrement est supérieur à 93 % lorsque l'intensité du faisceau dépasse 10 % de la valeur maximale mais descend ensuite à 80 % pour une intensité inférieure au pourcent. Cette chute peut être due à un rapport signal à bruit très faible qui fausse la mesure sur les bords du faisceau. Néanmoins le facteur moyen  $V_{moy}$  est de 99 % pour l'axe horizontal et de 99.3 % pour l'axe vertical. Cela confirme qu'il n'y a pas de couplage spatio-spectral.

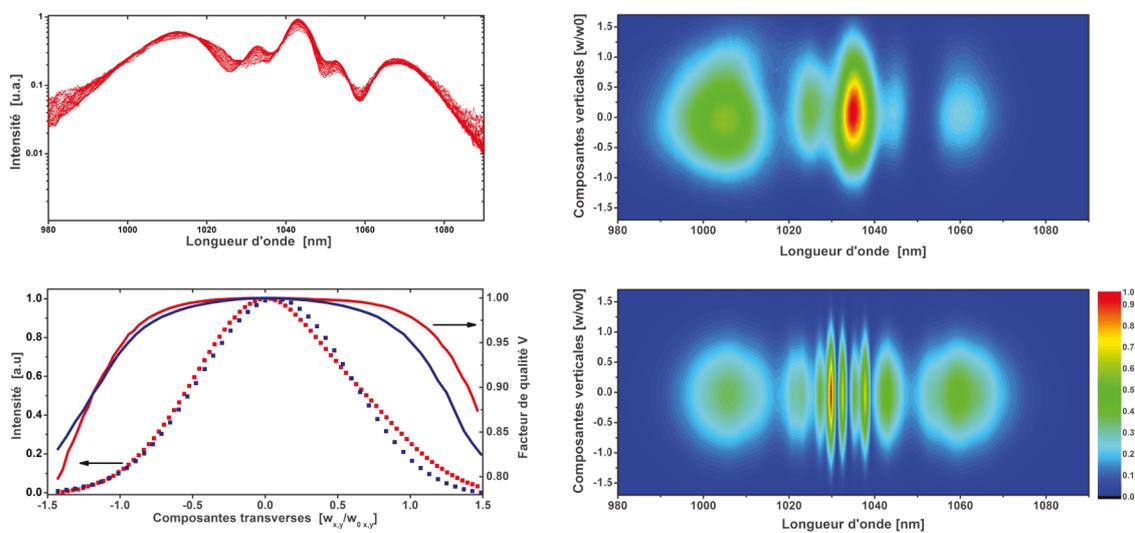


FIGURE IV.18 – A droite : en haut, résultat du spectro-imageur mesuré expérimentalement ; en bas, résultat du spectro-imageur retrouvé à l'aide de la simulation. A gauche : en haut, superposition en échelle logarithmique des spectres de chaque tranche spatiale du faisceau ; en bas, profil du faisceau retrouvé en intégrant l'intensité spectrale du spectro-imageur sur l'axe vertical (en rouge) et horizontal (en bleu) et facteur de recouvrement sur les axes mesurés.

Le facteur de recouvrement  $V$  permet de quantifier l'homogénéité. C'est un facteur simple à obtenir expérimentalement mais il ne permet de mesurer que l'intensité du faisceau. Avec ce facteur, nous n'avons pas connaissance de la phase spatiale. Il est donc nécessaire de réaliser d'autres mesure afin d'avoir une caractérisation spatio-temporelle complète. Pour cela, il est possible d'utiliser deux techniques : TERMITES [Pariente 16] et INSIGHT [Borot 18].

### Stabilité long-terme

Nous avons vu que la Cellule Multi-Passage présente de très bonnes caractéristiques, tant sur le plan temporel que sur le plan spatial. Nous nous intéressons ici à la stabilité de ce montage afin de savoir s'il est utilisable sur des expériences de longues durées. Pour cela nous avons réalisé une endurance de puissance et de durée d'auto-corrélation en sortie de CMP sur 24 h. La puissance moyenne sur le puissance-mètre est de 20.68 W sur la durée de l'endurance et la déviation standard est de 0.3 %. Cette valeur est deux fois plus importante que celle de l'endurance laser (non-montrée) qui est de 0.14 %. Cela peut s'expliquer par des fluctuations de pointé en entrée de CMP dues à des sources externes, comme les ventilateurs des puissance-mètres. Cela reste néanmoins très stable. On peut noter aussi sur la courbe qu'il n'y a pas de décroissance lente observée. La puissance est stabilisée sur la durée de la mesure.

Concernant la stabilité long-terme de durée d'auto-corrélation, la moyenne est à 53.15 fs et la déviation standard à 0.56 fs, soit 1.1 %. Cette valeur s'explique par le fait que la résolution de l'auto-corrélation est de l'ordre de la femtoseconde et ne permet donc pas de voir des fluctuations faibles de la durée.

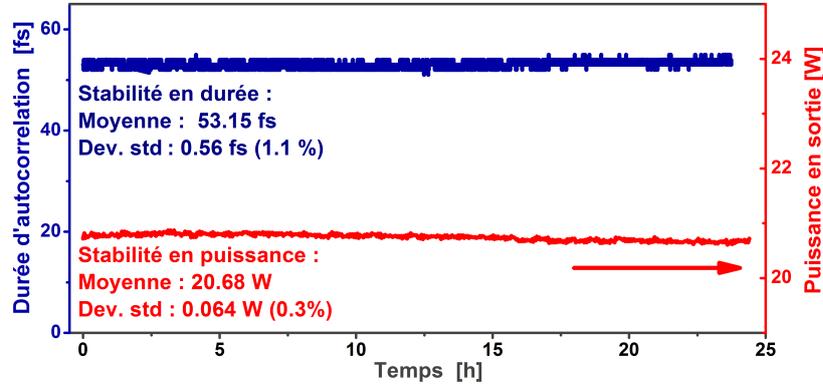


FIGURE IV.19 – Stabilité long-terme de puissance (en rouge) et de durée d'auto-corrélation (en bleu) après compression.

### 3.1.4 Comparaison entre un gaz rare et un gaz moléculaire pour la compression non-linéaire

L'expérience effectuée est une comparaison des élargissements et des compressions réalisés dans la CMP avec le xénon et l'air. Les deux mesures sont effectuées dans les mêmes conditions expérimentales à l'exception de la nature et de la pression de gaz. La longueur de la cellule est de 28 cm. Nous effectuons 28 aller-retours et l'énergie est de 200  $\mu$ J. Nous avons commencé par

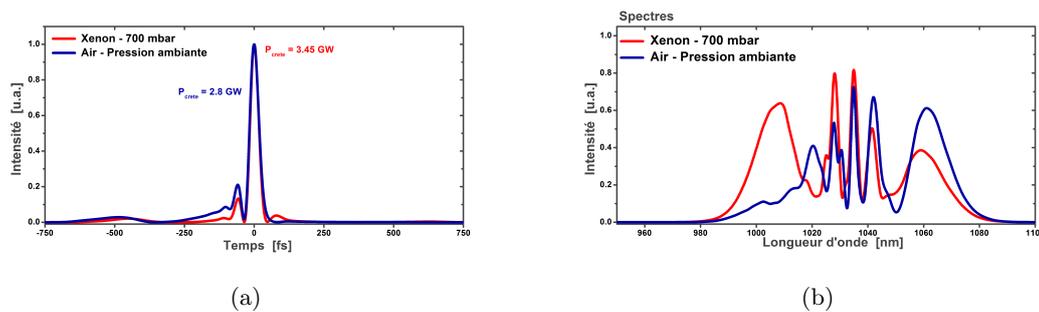


FIGURE IV.20 – Comparaison des spectres et des formes temporelles après compression dans la CMP. Les données sont obtenues à l'aide d'une mesure FROG après optimisation de la compression. La dispersion introduite dans l'air est de  $-2000 \text{ fs}^2$  et dans le xénon de  $-2500 \text{ fs}^2$ .

aligner la cellule avec de l'air ambiant, puis elle a été remplie avec du xénon et la pression de gaz est ajusté de manière à obtenir un élargissement comparable. Nous avons ainsi atteint une pression de 700 mbar. Cependant, comme on peut le voir dans la figure IV.20(b), les spectres dans l'air et dans le xénon ne sont pas identiques. Les longueurs d'onde inférieures à 1000 nm du spectre ne sont quasiment pas présentes dans l'air alors que les hautes longueurs d'onde (supérieures à 1050 nm) sont plus importantes que dans le xénon. Cette dissymétrie du spectre a déjà été observée dans d'autres expériences et peut être associée à un effet Raman provoqué par des résonances rotationnelles des molécules [Nibbering 97]. Ces résonances provoquent

un changement d'indice non-linéaire du milieu lorsqu'une impulsion se propage. Cet effet est retardé temporellement d'une durée qui dépend de la nature du gaz. Dans le cas du diazote  $N_2$  et du dioxygène  $O_2$  présents dans l'air, la réponse du milieu est suffisamment rapide pour avoir une influence sur le phénomène d'élargissement spectral ( $\tau \approx 150$  fs) [Nibbering 97]. Le décalage en longueur d'onde de cet effet est faible. C'est pourquoi nous n'observons pas de composante spectrale en dehors du spectre élargi. Les composantes spectrales décalées se retrouvent ainsi dans le spectre élargi. Ces effets ne s'observent pas dans les gaz rares puisqu'ils sont monoatomiques. Il est ainsi quasiment impossible de créer des longueurs d'onde inférieures à  $1 \mu\text{m}$  dans l'air. Cela a pour conséquence de dégrader la forme temporelle de l'impulsion. En effet, si l'on s'intéresse à la figure IV.20(a), on remarque que les pieds de l'impulsion sont plus importants dans l'air que dans le xénon. Le rapport de Strehl en est fortement dégradé (69 % contre 82 %), ainsi que la puissance-crête après compression. L'utilisation de l'air, ou de ces composants, n'est donc pas un choix judicieux.

### 3.2 Comparaison des systèmes avec la compression en capillaire

Nous avons réalisé la compression d'un laser de type Tangerine HP2 dans une nouvelle configuration : la Cellule Multi-Passage. Cette configuration présente des avantages par rapport au système de compression en capillaire plus classique. Nous comparons ici les résultats de la compression en capillaire décrite au chapitre précédent avec la compression en CMP présentée dans ce chapitre.

	Paramètres	Unité	Capillaire	CMP
Entrée	Durée initiale	fs	250	275
	Énergie	$\mu\text{J}$	266	160
	Puissance moyenne	W	40	24
	Puissance-crête	GW	0.93	0.485
Transmission	Transmission	%	67	93
	Transmission totale	%	58	85
Sortie	Durée	fs	24	33
	Énergie	$\mu\text{J}$	155	135
	Puissance moyenne	W	23	20.3
	Puissance-crête	GW	4.5	3.25
	Dispersion ajoutée	$\text{fs}^2$	- 1 400	- 3 100
	Facteur de compression	–	10.4	8.4
	Facteur de gain sur $P_c$	–	4.8	6.7

TABLE IV.1 – Tableau résumant les performances des deux configurations de compression non-linéaire.

L'énergie qu'il est possible d'injecter dans la configuration capillaire est plus importante que dans la configuration CMP, notamment parce que nous sommes limités par le seuil de dommage des miroirs courbes. Néanmoins, il est possible d'augmenter l'énergie en entrée d'un tel système en augmentant la taille de la cellule ou en changeant le schéma optique. Une configuration 4f a permis de comprimer une impulsion avec une énergie supérieure au mJ [Ueffing 18]. Une autre configuration présentant une cellule en configuration concentrique avec des miroirs de rayon de courbure de 1.5 m (soit une longueur de cellule de 3 m) a même permis de comprimer une énergie d'impulsion de 18 mJ de 1 ps à 40 fs [Kaumanns 18]. Il est donc tout à fait possible d'imaginer une cellule pour comprimer des impulsions à très haute énergie.

Le deuxième point de comparaison est le facteur de compression. Bien que nous parvenons à comprimer l'impulsion à 33 fs, le facteur de compression obtenu est plus faible que celui qu'il

est possible de réaliser en capillaire. Cela peut s'expliquer par la dispersion du gaz qui est plus critique dans le cas de la cellule que du capillaire. Il est donc tout à fait possible d'améliorer le facteur de compression en introduisant de la dispersion sur les miroirs afin de retrouver un régime de dispersion nulle.

Le dernier élément de comparaison entre les deux configurations est la transmission du montage. Comme attendu la transmission de la cellule est bien supérieure à celle du capillaire. Cela a pour conséquence que le facteur de gain sur la puissance-crête du capillaire est bien plus faible que celui de la cellule. Nous voyons donc ici un intérêt de cette configuration. L'énergie conservée est bien plus importante que dans le cas des capillaires.

En conclusion, la CMP permet d'avoir plus de liberté sur la configuration : rayon de courbure des miroirs, longueur de la cellule, traitement des miroirs, nombre de passage, pression de gaz. Tous ces paramètres permettent d'ajuster au mieux l'architecture de la cellule afin de l'adapter plus facilement à notre utilisation. Dans le cas de la CMP, nous sommes très loin d'atteindre les régimes limites en puissance-crête des capillaires. De plus la flexibilité de la cellule permet de réaliser plus ou moins d'aller-retours et donc d'augmenter facilement la longueur d'interaction, ce qui n'est pas possible dans le cas du capillaire.

Au cours de cette étude, nous avons réalisé une compression efficace d'un laser de 275 fs à 33 fs. Bien que cette étude soit une réussite, elle ne nous a pas permis de démontrer, comme dans le cas de l'utilisation d'une configuration en capillaire, la génération d'impulsions ayant des durées inférieures à 10 fs. Dans la dernière partie de ce manuscrit, nous présentons un système de compression hybride composé d'une CMP dans un premier temps puis d'un capillaire afin d'atteindre cet objectif en durée.

## 4 Combinaison des systèmes de compression non-linéaire : double étage CMP/Capillaire pour atteindre le régime de quelques cycles optiques

### 4.1 Choix du système

Au cours de cette thèse, nous avons cherché à démontrer qu'il était possible de descendre à des durées très courtes en optimisant l'architecture laser (et donc la durée en sortie d'amplificateur) [Lavenu 17]. Cette technique a cependant ses limites, que ce soit dans la configuration capillaire ou la configuration CMP. Les systèmes de compression non-linéaire en capillaire et en CMP ne permettent pas de comprimer des impulsions émises par des lasers dopés à l'ytterbium à des durées inférieures à 10 fs en un seul étage de compression. Certaines expériences sont descendues à des durées inférieures à 15 fs [Lavenu 17, Jeong 18] à l'aide d'un seul étage.

Afin d'atteindre cette durée nous sommes donc obligés d'utiliser une compression à deux étages. La principale limite de ces systèmes est la transmission. En effet, ils reposent sur un enchaînement de deux capillaires et les pertes de propagation se cumulent. La transmission totale du système est donc limitée à environ 30 % pour ces configurations [Hädrich 16a]. Nous avons démontré la compression d'impulsions dans une CMP remplie de gaz permettant de réduire la durée de 275 à 33 fs. Cela représente un facteur de 8.4. Il peut paraître évident de mettre à la sortie de ce premier étage un autre étage composé d'une CMP. Une publication a ainsi réalisé cela en enchaîne trois CMP avec des lames de verres [Fritsch 18]. Néanmoins cet enchaînement de CMP ne permet pas d'atteindre des durées inférieures à 10 fs. Cette limite repose principalement sur les optiques qu'il est possible de fabriquer aujourd'hui. Le cahier des charges des miroirs de la cellule devient de plus en plus contraignant et il est difficile d'obtenir dans le même temps des optiques avec de très large bande ( $>400\text{nm}$ ) dont la réflectivité est très haute ( $>99\%$ ) et dont la dispersion est contrôlée de manière très fine avec un seuil de dommage élevé ( $>100\text{ mJ/cm}^2$ ). C'est pourquoi, en l'état actuel des technologies, une compression en plusieurs

étages composés uniquement de Cellule Multi-Passage semble compliquée voire irréalisable. A ces remarques s'ajoute aussi un autre paramètre. La puissance-crête en sortie de CMP est plus importante que celle d'un laser classique. En se fiant aux résultats de la première expérience, la puissance-crête en entrée de capillaire serait d'environ 3 GW. Il n'est donc plus utile d'utiliser un capillaire de 250  $\mu\text{m}$  de diamètre interne et de 1 m de longueur. Nous avons donc la possibilité soit d'augmenter le diamètre, soit de réduire la longueur du capillaire. Afin de réutiliser l'enceinte fabriquée, nous avons choisi d'augmenter le diamètre du capillaire. A partir de simulations, nous avons sélectionné un diamètre de 400  $\mu\text{m}$ . Un tel capillaire présente une transmission théorique de 95 %. L'utilisation de capillaire de gros diamètre nous permet d'atteindre des transmissions théoriques s'approchant des transmissions des CMP. La combinaison d'une CMP en premier lieu et d'un capillaire semble donc optimale pour la compression d'impulsion dans notre gamme d'énergie.

## 4.2 Montage

Le montage final est représenté à la figure IV.21. Le laser utilisé présente la même architecture qu'un Tangerine HP2 mais est construit sur une table optique et ses caractéristiques sont légèrement différentes (figure IV.22).

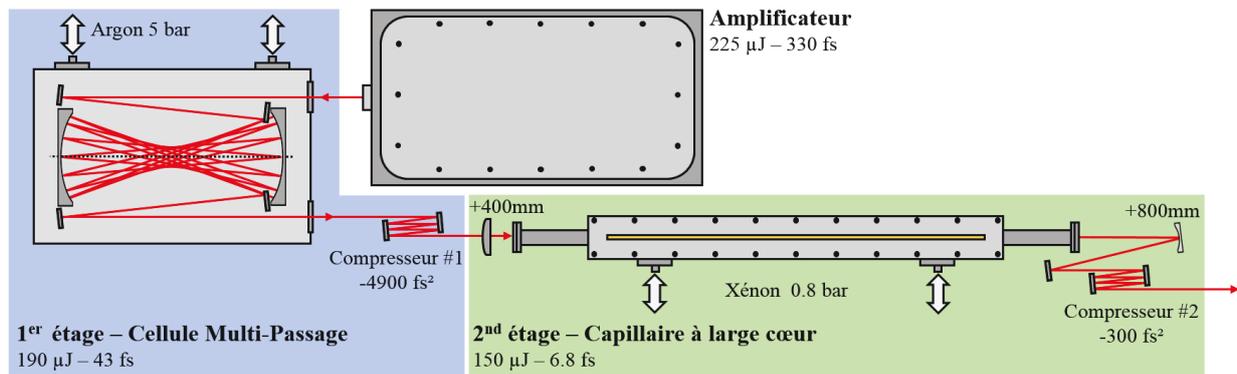


FIGURE IV.21 – Schéma de montage du système de compression à double étage. Le premier étage est composé d'une Cellule Multi-Passage remplie avec 5 bar d'argon. Le deuxième étage est composé d'un capillaire de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre rempli avec 0.8 bar de xénon.

Le laser délivre des impulsions de 330 fs et de 225  $\mu\text{J}$  à une cadence de 150 kHz. Cela correspond à une puissance moyenne de 34 W. Le niveau d'énergie est réglé de telle manière à assurer un fonctionnement sûr de la cellule. La figure IV.22 montre la mesure FROG effectuée en sortie d'amplificateur. La puissance-crête à énergie maximale est de 540 MW.

Le laser est envoyé dans la CMP remplie de gaz. La chambre pressurisée est identique à celle présentée dans la compression en un étage (section 3.1, page 119). Les miroirs courbes sont identiques mais ils sont séparés de 45 cm et non plus 28 cm. Cela permet d'agrandir le diamètre de faisceau sur les miroirs (410  $\mu\text{m}$  contre 300  $\mu\text{m}$ ). C'est pour cette raison que nous sommes capable de comprimer 225  $\mu\text{J}$  et non plus 160  $\mu\text{J}$  comme lors de la première expérience. Au centre de la cellule, le faisceau stationnaire présente une taille de 206  $\mu\text{m}$ . L'alignement de la cellule est réalisé pour que le faisceau fasse 27 aller-retours. La figure IV.23 montre la disposition des faisceaux simulée (a) et réelle (b) sur l'un des miroirs. Cette disposition correspond à une longueur de propagation dans la cellule de 24.3 m. La chambre est ensuite remplie avec 5 bar d'argon, ce qui correspond à un indice non-linéaire  $n_2 = 4.65 \times 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W}$ . La puissance critique est donc de 2.8 GW, bien supérieure à la puissance-crête du laser. A la sortie de la chambre, l'impulsion est comprimée en utilisant des miroirs GTI qui introduisent une dispersion de - 4 900  $\text{fs}^2$ .

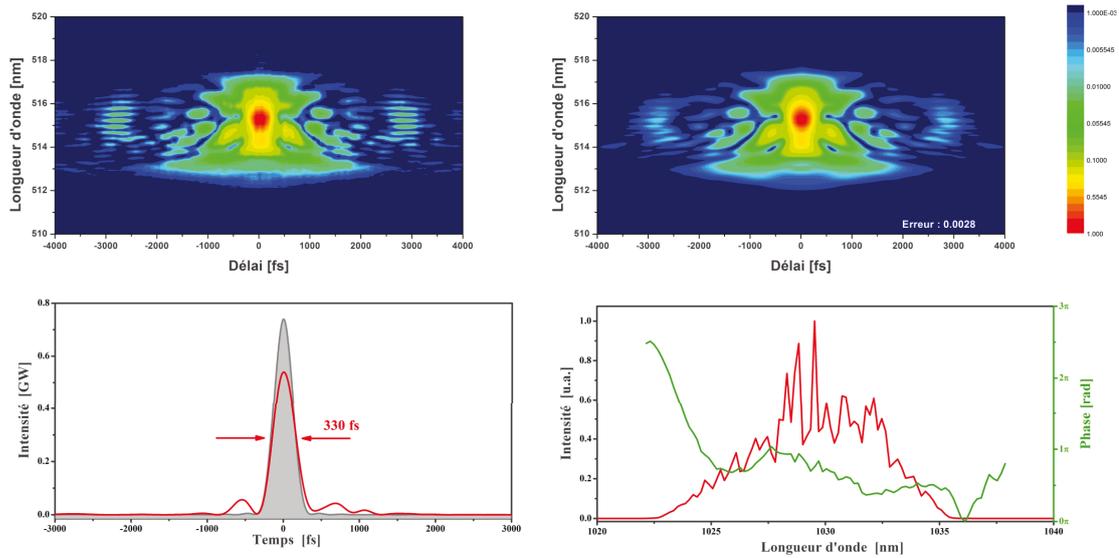
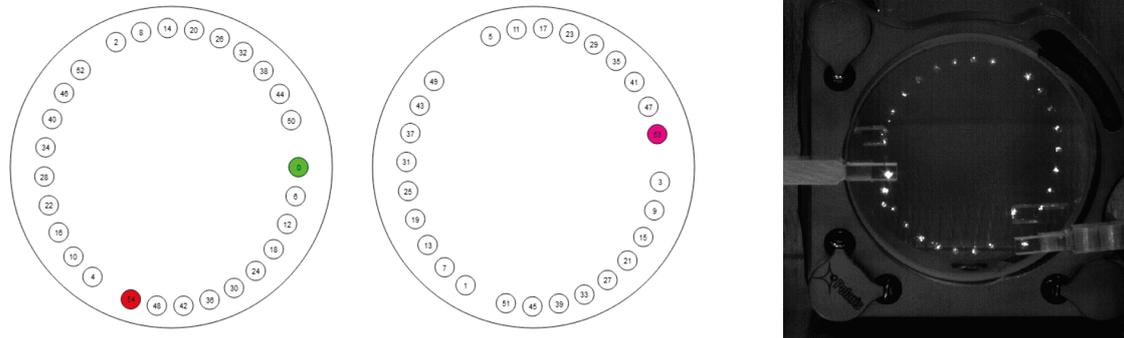


FIGURE IV.22 – Mesure FROG en sortie d’amplificateur effectuée sur une grille de  $512 \times 512$  points. En haut à gauche : trace mesurée. En haut à droite : trace retrouvée. En bas à gauche : forme temporelle de l’impulsion comprimée et de l’impulsion limitée par transformée de Fourier. En bas à droite : spectre (rouge) et phase spectrale (verte) retrouvés.



(a) Simulation. En vert : le point d’entrée dans la CMP. En rouge le dernier passage sur chaque miroir

(b) Situation réelle sur le premier miroir avec le doigt d’entrée à gauche et le droit de sortie à droite.

FIGURE IV.23 – Disposition des faisceaux sur des miroirs présentant un rayon de courbure de 300 mm d’une cavité de 45 cm.

Après compression le faisceau est envoyé dans un second étage composé du capillaire de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre. Le faisceau est focalisé en entrée à l’aide d’une lentille de focale 400 mm. Le capillaire est ensuite rempli avec 800 mbar de xénon, correspondant à un indice non-linéaire  $n_2 = 4 \times 10^{-23} \text{ m}^2/\text{W}$ . La puissance critique est ici de 5.3 GW. En sortie de capillaire, le faisceau est collimaté à l’aide d’un miroir courbe de 800 mm de focale en argent sur substrat saphir. Le compresseur est composé de miroirs chirpés DCM14 provenant de Laser Quantum et spécialement conçus pour notre application. Ces miroirs, fonctionnant par paires, introduisent une dispersion totale de  $-300 \text{ fs}^2$ . Une paire de wedges en  $\text{CaF}_2$  est utilisée afin d’ajuster finement la dispersion introduite. Les impulsions sont ensuite caractérisées temporellement.

### 4.3 Résultats expérimentaux

#### 4.3.1 Premier étage de compression

La CMP est opérée à plus haute énergie que dans la première expérience mais les effets non-linéaires sont moins importants. Nous avons décidé de relâcher les contraintes sur cet étage car le facteur de compression visé sur le deuxième étage est modeste. L'énergie maximale en entrée est de 225  $\mu\text{J}$  et en sortie de 190  $\mu\text{J}$ . La transmission de la totalité de l'étage de compression (depuis la sortie laser à l'entrée du capillaire) est de 84.5 %. Cependant la transmission de la chambre pressurisée seule est de 95 %. La puissance moyenne en entrée de capillaire est donc de 28.7 W.

La figure IV.24 présente les résultats de la mesure FROG effectuée en sortie du premier étage. La bande spectrale à -10 dB est de 65 nm. La durée limitée par transformée de Fourier est alors de 35 fs. Grâce aux miroirs GTI nous sommes capables de comprimer l'impulsion à une durée de 43 fs avec un excellent rapport de Strehl de 87 %. Le facteur de compression est finalement de 7.7. La puissance-crête de l'impulsion est de 3.54 GW.

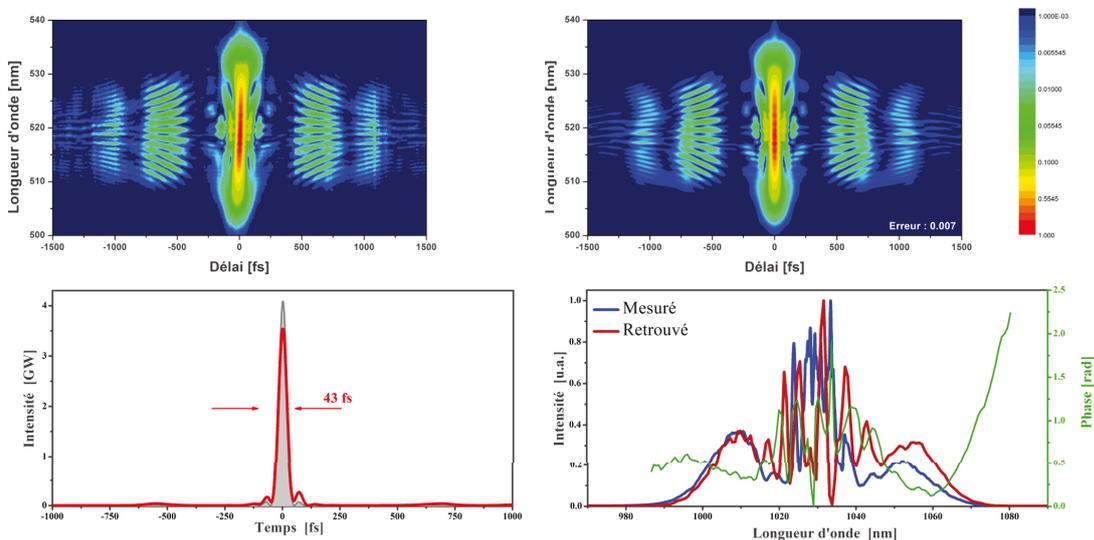


FIGURE IV.24 – Résultat de la mesure FROG effectuée sur une grille de  $512 \times 512$  points. L'erreur de reconstruction est de 0.007. En haut : à gauche trace mesurée et à droite trace retrouvée. En bas à gauche : forme temporelle de l'impulsion (rouge) et limitée par transformée de Fourier (gris). En bas à droite : Spectre retrouvé (rouge) et mesuré avec un spectromètre indépendant (bleu) ainsi que la phase spectrale (vert).

La qualité spatiale du faisceau a été mesurée à énergie maximale (190  $\mu\text{J}$ ). Le facteur  $M^2$  vaut à haute énergie 1.2 sur les deux axes de mesure.

La stabilité du faisceau en sortie de CMP est importante parce que ce montage est utilisé pour injecter un capillaire. Il est donc important d'avoir des déviations assez faible pour ne pas avoir d'impact sur la transmission du capillaire et donc sur les effets non-linéaires réalisés dedans. Cette étude a été menée en deux parties. La première étude consiste en une étude de la stabilité de pointé du faisceau. Nous avons mesuré le mouvement du centre du faisceau focalisé à l'aide d'une lentille. En connaissant la focale de la lentille, nous sommes capable d'estimer l'angle de déviation à partir des mouvements sur la caméra. La déviation standard de ce mouvement sur la durée de la prise de mesure (1h) est de 13  $\mu\text{rad}$ . Cette déviation correspondrait, avec la lentille de focalisation dans le capillaire de 400 mm à une déviation en entrée de capillaire de 5  $\mu\text{m}$ . Cela est largement inférieur à la taille du capillaire. La deuxième consiste en une étude de la stabilité de position du faisceau. Pour cela nous avons mesuré la position du centre du

faisceau sur une caméra et regardé son mouvement sur 20 minutes. Durant ce laps de temps, la stabilité RMS est de  $24 \mu\text{m}$  pour un faisceau de  $2 \text{ mm}$  de diamètre. Cela correspond à une stabilité de  $1.2 \%$ .

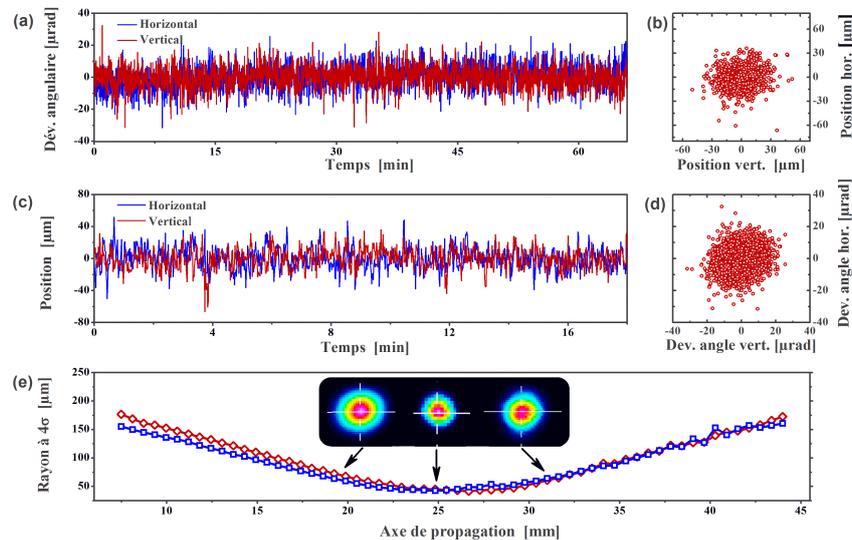


FIGURE IV.25 – Première ligne : stabilité angulaire après compression sur une échelle temporelle (a) et spatiale (b). Sur l'échelle temporelle les deux courbes correspondent à l'évolution verticale (rouge) et horizontale (bleue) de la déviation angulaire. Deuxième ligne : stabilité de la position du faisceau représentée de la même façon que la stabilité angulaire. Dernière ligne : mesure de la qualité du faisceau  $M^2$  à énergie maximale.

Le premier étage de compression non-linéaire présente donc des propriétés de stabilité suffisantes pour injecter correctement le second étage.

### 4.3.2 Deuxième étage de compression

#### Étude en fonction de la pression de gaz

L'optimisation de l'injection du capillaire a d'abord été effectuée dans l'air, capot ouvert. La transmission du capillaire est excellente mais les pertes sont tellement peu importantes sur les modes d'ordres supérieurs qu'il est difficile de discriminer facilement l'injection en comparaison des capillaires utilisés précédemment. A titre de comparaison la transmission du deuxième mode  $A_{02}$  est de  $74 \%$ . Le fait de ne pas filtrer le contenu modal conduit à une possible dégradation de la qualité de faisceau en sortie.

La figure IV.26 à gauche montre la transmission du capillaire et du système total en fonction de la pression de gaz de  $0$  à  $800 \text{ mbar}$ . La transmission du capillaire est d'environ  $80 \%$  à basse pression. Elle reste quasiment constante sur toute la plage de variation mais nous commençons à voir une légère décroissance qui peut être due à l'approche du critère limite en puissance-crête, estimé à  $400 \text{ mbar}$ . Néanmoins, nous limitons la pression de gaz parce que la largeur spectrale est trop importante pour nos optiques. Ainsi, la durée limitée par transformée de Fourier du spectre passe de  $35 \text{ fs}$  à pression nulle à environ  $5 \text{ fs}$ .

La transmission totale du système, incluant les pertes des miroirs de transport et des miroirs de compression, est de  $72 \%$ . Cela permet d'avoir une transmission totale du système, depuis la sortie laser, jusqu'à la sortie du deuxième étage de compression de  $67 \%$ . En prenant en compte l'efficacité optique-optique du laser, l'efficacité entre la diode de pompe de l'amplificateur de puissance et la sortie du deuxième étage de compression est de  $28 \%$ . Il résulte de cela une puissance de  $23 \text{ W}$  et une énergie de  $150 \mu\text{J}$ .

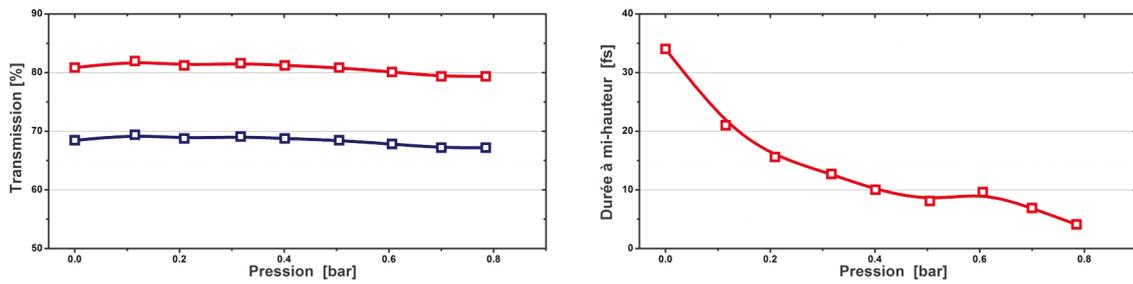


FIGURE IV.26 – A gauche : Transmission du capillaire (en rouge) et de l'étage total (en bleu) en fonction de la pression de gaz dans le module. A droite : durée limitée par transformée de Fourier du spectre en fonction de la pression de gaz.

### Compression finale

Finalement, nous nous plaçons à une pression de 500 mbar. Avec des largeurs de spectre aussi importantes, les outils de mesure deviennent limités pour une longueur d'onde centrale de 1030 nm. L'utilisation d'un dispositif commercial Dscan (Sphere Photonics), spécifié pour mesurer des impulsions de durée comprise entre 4 et 30 fs, permet de mesurer des impulsions de durées inférieures à 10 fs. La figure IV.27 montre le résultat d'une mesure Dscan.

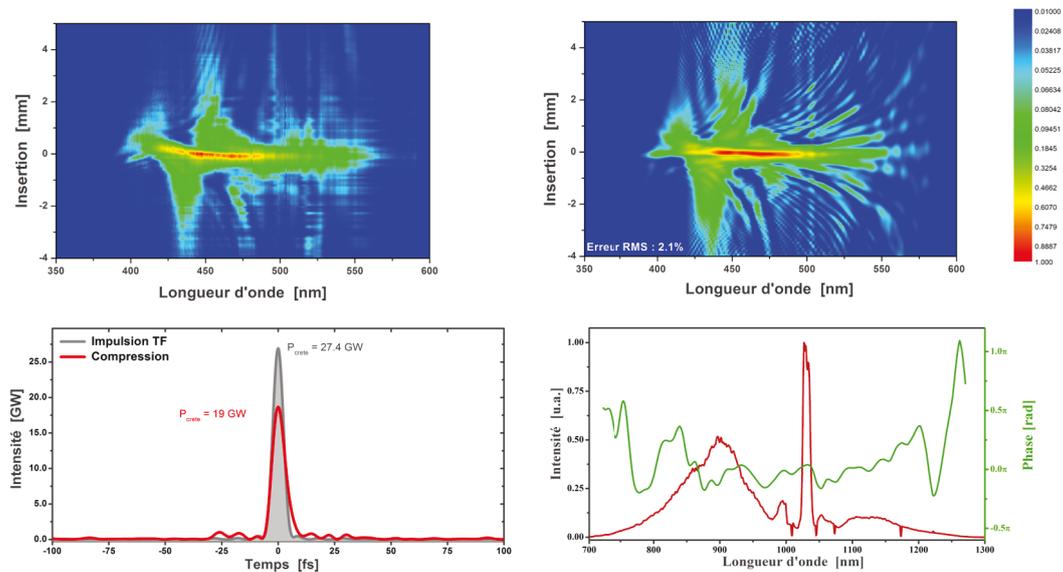


FIGURE IV.27 – Mesure Dscan de la compression du laser. L'erreur de reconstruction est de 2.1 %. En haut à gauche : trace Dscan mesurée. En haut à droite : trace Dscan retrouvée. En bas à gauche : forme temporelle de l'impulsion retrouvée par Dscan (rouge) et forme temporelle limitée par transformée de Fourier (gris). En bas à droite : spectre mesuré par le Dscan (rouge) et phase spectrale retrouvée (vert).

Le spectre s'étend de 700 à 1300 nm, couvrant quasiment toute la plage de fonctionnement de l'appareil. La largeur à -10 dB est de 430 nm. La durée limitée par transformée de Fourier est de 5.9 fs. L'impulsion est comprimée à une durée de 6.8 fs. La puissance-crête résultante est de 19 GW. Le rapport de Strehl est de 69 %. Ce rapport est bon au vu de la difficulté à comprimer et caractériser des impulsions aussi courtes de manière précises. Il est cependant

difficile d'estimer le rapport de Strehl pour deux raisons. Premièrement la fenêtre temporelle est d'autant plus étroite que la fenêtre spectrale est grande. Ainsi, la fenêtre temporelle du Dscan n'est que de 200 fs, largement plus petite que la largeur de l'impulsion laser à l'origine. Il n'est donc pas possible de voir le contenu temporel hors de cette fenêtre. Deuxièmement, le contenu dans les pieds de l'impulsion a une intensité de plus en plus faible par rapport au pic principal et la dynamique limitée des spectromètres ainsi que le bruit empêchent de les détecter.

La longueur d'onde centrale du spectre est de 952 nm. La durée de l'impulsion représente donc 2.1 cycles optiques à cette longueur d'onde. Cette durée est identique à ce qui a déjà été réalisé dans des capillaires [Hädrich 16a].

Afin de voir l'intérêt des étages de compression non-linéaire, la figure IV.28 superpose les profils temporel (à gauche) et spectral (à droite) des impulsions à chaque étages de l'expérience. Le profil temporel du laser n'est plus visible sur la figure parce que le facteur de compression est très important. La plage temporelle de la fenêtre couvre à peine la largeur temporelle de l'impulsion laser.

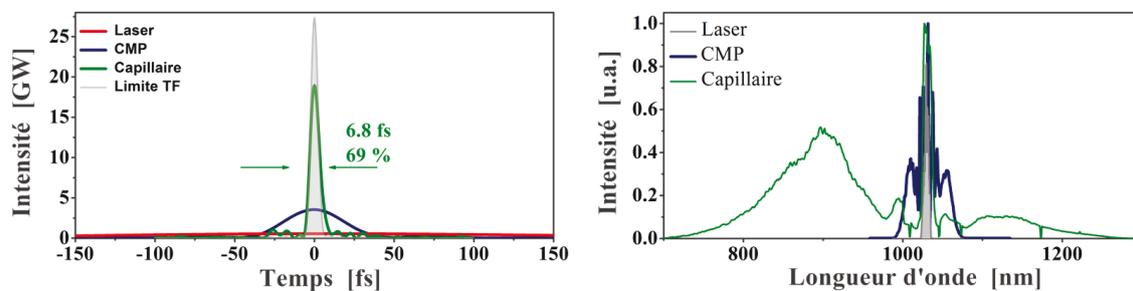


FIGURE IV.28 – Superposition des profils temporel (à gauche) et spectral (à droite) aux différents étages de l'expérience : en rouge la sortie laser ; en bleu après la CMP ; en vert après le capillaire.

### Qualité spatiale

La caractérisation de la qualité spatiale du faisceau est très délicate. En effet, les caméras dont nous disposons ne présentent pas de bande suffisamment large pour couvrir tout le spectre. Les caméras que nous utilisons habituellement présentent une coupure à 1100 nm parce que leur capteur est composé de silicium. Il est donc possible de mesurer un mode mais il n'est pas représentatif du contenu spectral au delà de 1100 nm. Nous avons mesuré la caustique tracée sur le premier graphique de la figure IV.29 à l'aide d'une caméra silicium. Ce résultat donne un facteur  $M^2$  de  $1.1 \times 1.3$ . Afin de vérifier la validité de la mesure, nous avons utilisé des filtres spectraux passe-bande pour avoir une valeur du facteur  $M^2$  sur différentes bandes spectrales réparties sur tout le spectre. Les mesures montrent que la qualité spatiale est constante sur les bandes spectrales étudiées à l'exception de la mesure effectuée avec un filtre centré à 1050 nm. Le facteur  $M^2$  dans cette bande présente une valeur de  $1.28 \times 1.78$ . L'augmentation du facteur  $M^2$  est clairement visible sur le profil du faisceau qui présente des distorsions par rapport aux autres profils pris aux différentes longueurs d'onde. Ces composantes spectrales sont principalement formées par les composantes non-élargies de faible intensité.

Cette étude avec une caméra silicium a été confirmée en utilisant une caméra qui a un capteur InGaAs. Ce type de capteur présente une sensibilité constante sur une plage allant de 1  $\mu\text{m}$  à 1.6  $\mu\text{m}$  et reste sensible jusqu'à une longueur d'onde de 850 nm. Cette caméra nous permet donc d'avoir une mesure du facteur  $M^2$  pour la partie haute du spectre. La mesure donne une valeur de  $1.2 \times 1.3$ , cohérente avec la valeur mesurée avec la caméra silicium. Les déformations

du faisceau et notamment sa dissymétrie, peuvent provenir de l'apparition de mode d'ordre supérieur dans le capillaire. En effet, le capillaire, qui présente un diamètre important et le filtrage par les pertes de propagation diminue. La qualité de mode est néanmoins excellente pour un faisceau présentant un spectre aussi large. Toutes les mesures de mode sont résumées dans le tableau suivant.

Caméra	Filtre	Largeur (nm)	$M_x^2$	$M_y^2$
Si	800 nm	40	1.09	1.24
	900 nm	10	1.08	1.09
	1050 nm	10	1.24	1.78
	<900 nm	–	1.16	1.25
	>830 nm	–	1.03	1.21
	<b>total</b>	–	<b>1.1</b>	<b>1.3</b>
InGaAs	>1100 nm	–	1.1	1.22
	<b>total</b>	–	<b>1.2</b>	<b>1.3</b>

TABLE IV.2 – Tableau résumant les mesures de mode réalisées en sortie de capillaire

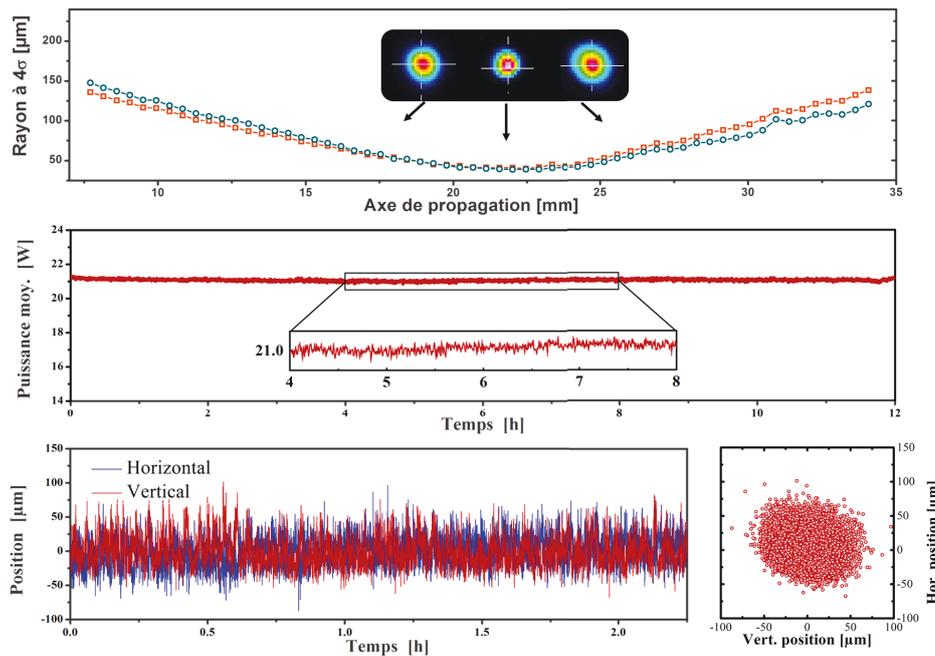


FIGURE IV.29 – En haut : facteur de qualité  $M^2$  mesuré à l'aide d'une caméra silicium. Au milieu : stabilité long-terme en puissance du laser. En bas : stabilité de pointé du laser.

Nous avons mesuré la déviation du pointé du laser pendant 2 h (dernière ligne de la figure IV.29). Nous avons mesuré une déviation standard de  $37 \mu\text{m}$  sur cette période de temps, ce qui représente moins de 2 % de la taille du faisceau.

### Stabilité long-terme

Comme dans le cas de la CMP, nous avons étudié la stabilité long-terme de l'étage de compression en capillaire. Pour cela, nous avons mesuré la puissance, ainsi que le spectre à l'aide d'un spectromètre et la compression à l'aide du Dscan. Chaque mesure de spectre et de compression a été effectuée toutes les demi-heure. La durée globale de la mesure est de 10 h. La

puissance moyenne est de 21 W sur le puissance-mètre parce qu'une partie de la puissance est utilisée pour la mesure de spectre et de durée. La déviation standard de la mesure est de 0.3 %. Cette valeur est très bonne au vu du montage sur table optique qui n'est pas protégé des fluctuations de température et d'humidité de la salle d'expérience, ni des différentes vibration et fluctuation de la table optique. Durant la même période la stabilité du laser est de 0.2 %. Le système de compression non-linéaire dégrade donc légèrement la stabilité mais dans une faible mesure. Les fluctuations de puissance en entrée d'étage de compression non-linéaire peuvent se traduire par des fluctuations sur la forme du spectre et, in fine, sur la durée de l'impulsion comprimée. Il est donc important de chercher à réduire ses fluctuations. La figure IV.30 représente le spectre et la durée d'impulsion pendant l'endurance. Nous sommes capable de maintenir sans intervention externe les caractéristiques de l'impulsion.

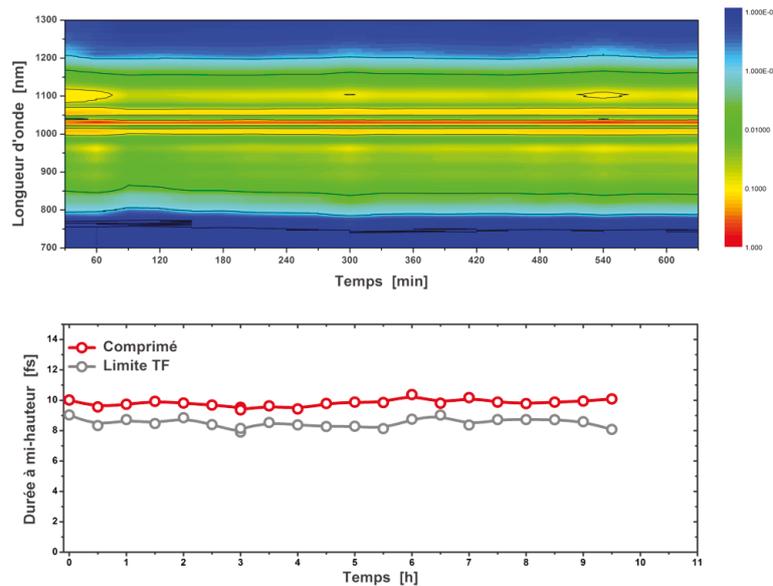


FIGURE IV.30 – Endurance de spectre sur une journée. En haut : spectre mesuré à l'aide d'un Wavescan (APE). En bas : durée de l'impulsion retrouvée à l'aide d'une mesure Dscan et durée limitée par transformée de Fourier du spectre associé.

## RIN

Le RIN, pour *Relative Intensity Noise*, représente le bruit d'intensité du laser relatif à l'intensité moyenne. Il s'exprime en pourcentage. Lorsqu'il est résolu en fréquence, il s'exprime en dB/Hz. Le RIN est mesuré à l'aide d'une photodiode et d'un oscilloscope afin d'enregistrer les fluctuations d'intensité entre les impulsions. Avec cette information, il est souvent possible de remonter aux problèmes qui ont un impact sur la stabilité de la source et de les corriger. Par exemple une fluctuation d'intensité à basse fréquence dans un capillaire peut être due à une fluctuation de pointé qui elle-même peut être due à une ventilation soufflant sur une optique. Améliorer le RIN permet donc d'améliorer la stabilité de la source. La figure IV.31 montre la densité spectrale de puissance du RIN sur une fenêtre de 5 Hz à 50 kHz. Le laser présente un RIN intégré sur cette bande de 0.15 %. Les principales contributions proviennent des hautes fréquences principalement ainsi qu'une raie à 100 Hz. Ces fluctuations se retrouvent dans les étages de compression non-linéaire. En plus des fluctuations d'intensité provenant du laser, on observe dans les mesures effectuées sur les étages de compression non-linéaire une contribution plus importante des basses fréquences ( $f < 50$  Hz). Ces fluctuations proviennent de sources de bruit mécaniques. Il est possible d'intervenir sur l'environnement de la source pour réduire ces sources de bruits (éloigner les refroidisseurs, les ventilateurs et les sources de chaleur). Finale-

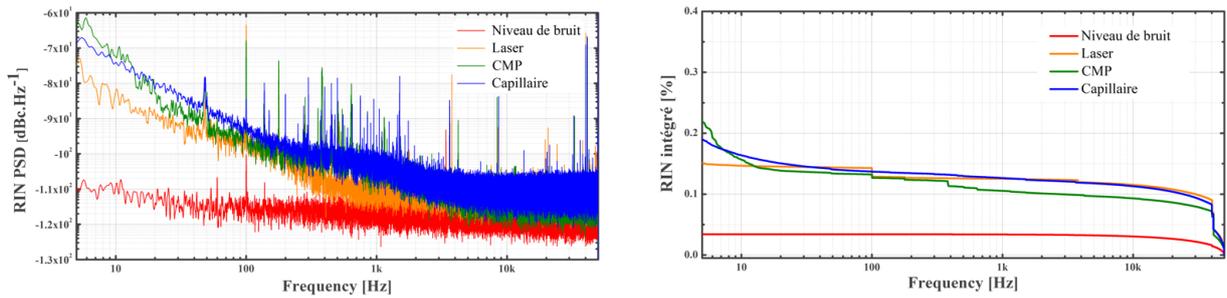


FIGURE IV.31 – A gauche : RIN du laser, de la CMP et du capillaire. A droite : RIN intégré

ment, le RIN est un peu plus important (environ 0.2 %) dans les étages non-linéaires.

#### 4.4 Conclusion

Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques mesurées à chaque étage de l'expérience. Elle permet de comparer les étages entre eux. La durée d'impulsion, qui est au départ de 330 fs, passe après la CMP à 43 fs, puis 6.8 fs après le capillaire. Le facteur de compression temporel est donc de 7.7 au premier étage et de 6.7 au deuxième, ce qui résulte en un facteur global de 51. Comme lors de la première expérience en CMP, le facteur de compression sur le premier étage est limité par la dispersion introduite dans la cellule. La qualité de mode en sortie de CMP s'améliore légèrement sans que ce phénomène puisse être expliqué.

Un étude de stabilité montre que les étages de compression non-linéaire dégradent légèrement les différents paramètres, notamment la stabilité en puissance mais cette dégradation est principalement due à des dérives lentes qui pourraient être corrigées à l'aide de boucle d'asservissement. Les mesures de RIN permettent notamment d'envisager une stabilisation de la phase enveloppe-porteuse. Cela est la dernière étape vers la création de source laser de quelques cycles optiques pour la génération d'impulsions attoseconde isolées.

	Caractéristiques	Unité	Laser	CMP	Capillaire
<b>Général</b>	Puissance moyenne	W	33.9	28.7	23
	Énergie	μJ	226	190	150
	M <sup>2</sup>	-	1.38/1.18	1.17/1.18	1.1/1.3
<b>Compression</b>	Durée d'impulsion	fs	330	43	6.8
	Puissance-crête	GW	0.54	3.54	19
	Largeur spectrale à -10 dB	nm	11	65	430
	Durée TF	fs	286	41	5.95
<b>Stabilité</b>	Puissance	%	0.15	-	0.3
	P2P	%	1	1.4	1.5
	Pointé	%	1.2	2.2	1.6
	Dév. ang.	μrad	13	45	37
				Laser -> CMP	CMP -> Cap.
	Facteur de compression temporel		7.7	6.7	51.6
	Facteur de gain en puissance-crête		6.6	5.4	35.2
	Transmission (%)		84.7	79.4	67

TABLE IV.3 – Tableau résumant les performances obtenues dans les différents étages de l'expérience de compression en double étage.

## 5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons étudié un nouveau concept de compression non-linéaire : la Cellule Multi-Passage. Ce concept repose sur le principe de combinaison d'effets non-linéaires et de propagation. En réalisant une faible intégrale  $B$  (typiquement inférieure au radian) à chaque passage dans une cellule de type Herriot nous sommes capable de nous affranchir de l'aspect spatial de l'effet Kerr.

Nous avons ensuite utilisé cette technique pour comprimer un laser de type Tangerine HP2 à une durée de 33 fs dans une CMP remplie de gaz. Cette expérience a permis de démontrer la faisabilité d'une telle cellule avec des caractéristiques encore jamais atteintes en terme de durée et d'énergie.

Nous avons combiné les deux techniques de compression non-linéaire utilisées durant cette thèse afin de réaliser une source laser efficace et dont la durée d'impulsion est de l'ordre de 2 cycles optiques. Cette source délivre à une cadence de 150 kHz des impulsions de 2 cycles optiques avec une transmission globale de 67 %. Nous avons exploité les atouts de chacune des configurations. Nous avons ainsi utilisé une cellule pour le premier étage afin d'utiliser sa grande transmission et un capillaire au deuxième étage pour ne pas être limité par la bande spectrale de réflectivité des miroirs.

La transmission finale sur deux étages est de 67 %. Elle est principalement limitée par les optiques de transport (notamment les optiques métalliques en sortie de capillaire) et de compression et non par les milieux non-linéaires. En effet, la transmission de la CMP seule est estimée à 98 % et celle du capillaire de 85 %. Dans ces conditions, il semble difficile de parvenir à augmenter sensiblement la transmission globale du montage.

La figure IV.32 regroupe toute la bibliographie sur les Cellules Multi-Passage. Les références [5] et [9] sont les publications des travaux présentés dans ce chapitre. La référence [8] utilise un OPCPA émettant des impulsions à une longueur d'onde de 1.55  $\mu\text{m}$  et une CMP en auto-compression.

Cette figure montre la grande adaptabilité des CMP à toute configuration de laser incident. Nous sommes donc confiants quant à l'utilisation de ces montages sur des chaînes de très hautes énergie où il bénéficie de forts avantages en comparaison des capillaires. Des tests sont notamment prévus sur des chaînes Titane-Saphir de plusieurs millijoule afin de démontrer leur potentiel sur d'autres type de laser que les lasers ytterbium.

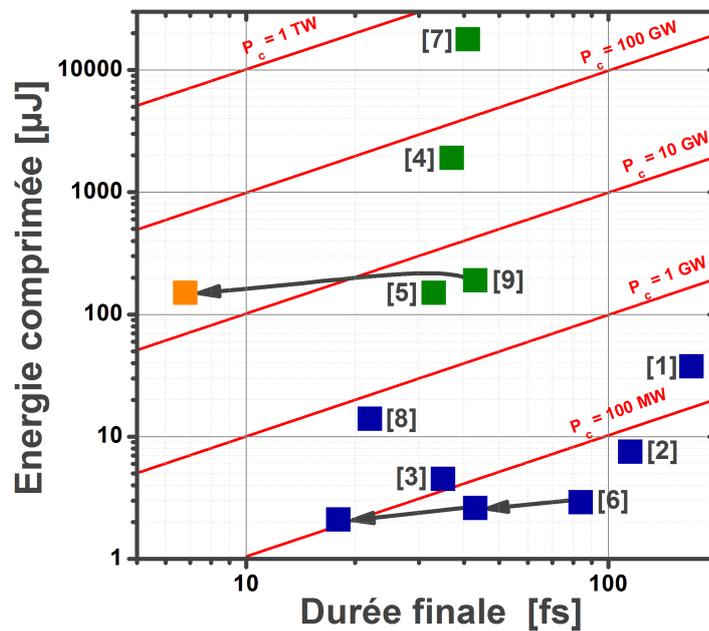


FIGURE IV.32 – Graphique représentant les énergies obtenues en sortie de CMP en fonction de la durée obtenue. Les lignes de niveau rouge correspondent à des lignes de niveau de la puissance-crête. Les CMP utilisant des milieux non-linéaires solides sont représentées en bleu et celle utilisant du gaz en vert. La référence en orange correspond au deuxième étage en capillaire de l'expérience présentée précédemment. Les points numérotés [6] en bas du graphique et reliés par des flèches correspondent à la référence [Fritsch 18] qui a réalisé plusieurs étages en série. La numérotation est réalisée par ordre chronologique : [1] - [Schulte 16] ; [2] - [Weitenberg 17b] ; [3] - [Weitenberg 17a] ; [4] - [Ueffing 18] ; [5] - [Lavenu 18] ; [6] - [Fritsch 18] ; [7] - [Kaumanns 18] ; [8] - [Jargot 18] ; [9] - [Lavenu 19]





# Conclusion

Les sources laser ytterbium femtoseconde sont en passe de changer les expériences de haute intensité en laboratoire. Plus compactes, moins complexes, plus puissantes et plus robustes que les sources actuelles (Titane-Saphir et OPCPA), elles permettent d'équiper n'importe quel laboratoire. L'utilisation de ces sources accélère la réalisation des expériences et la prise de données expérimentales grâce au très haut taux de répétition [Hädrich 16c]. Néanmoins ces sources sont limitées en terme d'énergie et de durées en comparaison d'autres solutions.

Cette thèse visait donc à développer des sources ytterbium avec des durées de quelques cycles optiques (soit inférieures à 10 fs). Pour cela, nous avons travaillé sur deux axes de recherche. Le premier concernait l'architecture laser et notamment le rétrécissement spectral par le gain subi par l'impulsion lors de son amplification dans les différents étages de la source. En effet, les amplificateurs fibrés dopés à l'ytterbium présentent de très forts gains (les chaînes d'amplification que nous réalisons ont un gain supérieur à 65 dB) et une bande de gain d'une largeur comparable aux spectres émis. Ainsi, dans ce type d'architecture, le rétrécissement spectral par le gain est très important. La durée des impulsions est donc limitée autour de 300 fs. Nous avons donc façonné le spectre de l'impulsion avant l'amplificateur de puissance afin que les longueurs d'onde les plus amplifiées soient moins importantes que les longueurs d'onde les moins amplifiées. Avec cette technique, il est possible de générer des spectres deux à trois fois plus larges (environ 20 nm à mi-hauteur contre moins de 10 nm pour un système classique) et de s'approcher de la limite imposée par la bande de gain. Cela nous a permis de générer des impulsions de 310  $\mu\text{J}$  avec une durée proche de la limite de Fourier de 135 fs. Les impulsions ont une puissance-crête de 1.9 GW. Ce système représente le plus court système basé sur un amplificateur dopé ytterbium jamais réalisé. Cette technique peut aussi être utilisée dans des systèmes industriels compacts pouvant adresser directement certaines applications scientifiques, comme la génération d'harmoniques d'ordre élevés avec des harmoniques basse (environ 100 nm). La technique de façonnage spectral peut être appliquée à différents types de laser et notamment aux lasers à cristaux dopés ytterbium qui ont des durées d'impulsion plus longues, tels que le Tangor développé par Amplitude Laser Group. Le développement de ces lasers est de plus en plus important parce qu'ils permettent de générer des puissances moyennes supérieures au kW [Russbuehdt 10].

Une fois la durée optimisée au sein du laser, nous avons mis en place un dispositif de compression non-linéaire après le laser afin de réduire au maximum la durée d'impulsions. Ce dispositif ne présente pas de milieu amplificateur. C'est pourquoi nous n'avons aucune limitation par une bande de gain et nous pouvons théoriquement générer des bandes spectrales très importantes. Néanmoins, ces dispositifs induisent des pertes. Il est donc nécessaire de les optimiser au mieux afin de conserver une fraction importante de l'énergie tout en maximisant le facteur de compression. Nous avons cherché à travers ces expériences à optimiser deux paramètres : la transmission et le facteur de compression. Cela revient, in fine, à optimiser la puissance-crête de l'impulsion après compression non-linéaire. Une première série d'expérience de compression non-linéaire a été réalisée dans des capillaires remplis de gaz. Nous avons, avec l'aide d'un dimensionnement, repéré un capillaire optimal. Son diamètre est de 250  $\mu\text{m}$  et sa longueur de 1 m. L'utilisation de ce capillaire a permis de réduire les impulsions à une durée

de 14 fs [Lavenu 17]. La transmission du capillaire à la longueur d'onde de 1030 nm est de 50 % en incluant les pertes des miroirs de compression et de transport. La combinaison d'un laser court et d'un étage de compression non-linéaire ne nous a pas permis d'atteindre le régime de durée dit "de quelques cycles optiques" et qui correspond à des durées inférieures à 10 fs. En relâchant les contraintes sur la transmission, il est possible d'obtenir de très grands facteurs de compression [Jeong 18]. Toutefois cette piste n'est pas privilégiée pour le futur car elle implique d'utiliser des systèmes de grande longueur. Cependant les capillaires ont un grand intérêt pour la compression non-linéaire d'impulsion ayant des longueur d'onde plus faible. Comme les pertes dépendent de la longueur d'onde centrale du spectre, il est possible d'envisager la compression dans des capillaires remplis de gaz du second ou du troisième harmonique du laser. Ainsi, le second harmonique du laser ne présente quasiment pas de pertes avec le capillaire utilisé. Il est donc tout à fait envisageable de disposer de sources émettant autour de 515 nm des impulsions d'une durée inférieure à 20 fs avec des énergies de l'ordre de la centaine de  $\mu\text{J}$  avec une puissance moyenne de 10 W. De plus, il est plus facile de trouver des cristaux permettant de réaliser du doublage ou du triplage de fréquence sur des impulsions présentant une durée de 300 fs que sur des impulsions de durées inférieures à 50 fs. Ces sources présentent un intérêt dans le cadre de la génération d'harmoniques d'ordre élevé parce qu'elles permettent une plus grande efficacité du processus de génération <sup>1</sup> [Shiner 09] et pour la spectroscopie ultra-rapide.

L'apparition d'un nouveau système de compression non-linéaire, la Cellule Multi-Passage, a permis d'ouvrir de nouvelles possibilités [Schulte 16]. Ce système repose sur une alternance d'effets non-linéaire et de propagation dans un système périodique. Le système est donc composé d'une cellule de Herriot [Herriott 64] et d'un milieu non-linéaire pouvant être une lame de verre placée à n'importe quel endroit de la cellule ou bien d'un gaz. Nous avons prouvé que ce système permettait de s'affranchir de l'aspect spatial de l'effet Kerr si l'intégrale B réalisée à chaque passage dans la cellule était suffisamment faible [Hanna 17]. Cela revient donc à limiter l'intégrale B à chaque passage à une valeur d'environ 1 rad. A partir de cette solution, nous avons développé un système de compression non-linéaire qui nous a permis de comprimer les impulsions sortant d'un Tangerine HP2 d'une durée de 275 fs à une durée de 33 fs [Lavenu 18]. La transmission de l'ensemble du module est de 85 %. Nous avons étudié la qualité spatiale du faisceau et prouvé qu'il ne présente pas de couplage spatio-spectral. Néanmoins nous avons été limités par la bande des miroirs et leur seuil de dommage à une énergie de 160  $\mu\text{J}$ . Il devient en effet de plus en plus difficile d'avoir de grande bande de réflectivité avec des seuils de dommage élevés. Afin d'augmenter l'énergie en entrée de système, il est possible d'agrandir la cellule [Kaumanns 18] ou bien de passer dans une configuration 4-f [Ueffing 18]. Cette technique est donc très adaptée pour la compression de sources de longues durées jusqu'à des durées de quelques dizaines de fs. Elle ne permet cependant pas d'atteindre des durées de quelques cycles optiques seule. Elle est très intéressante pour les sources à cristaux dopés ytterbium de très fortes énergie ( $E > \text{mJ}$ ) [Kaumanns 18] ou bien de fortes puissances moyennes [Schulte 16] qui présentent généralement des durées d'impulsions proches de la ps. La CMP est vouée à être généralisée pour la compression non-linéaire de sources femtosecondes à des durées inférieures à 30 fs. Sa compacité et sa transmission en font un outil incontournable pour la réduction de la durée d'impulsion, y compris pour des impulsions de durées supérieures car elle est très adaptable comme le montre la grande diversité de systèmes réalisés au cours de ces deux années.

Afin de réduire encore plus la durée des impulsions, nous avons décidé de combiner les atouts des deux techniques de compression non-linéaire utilisés durant cette thèse. Dans un premier temps, nous avons comprimé les impulsions dans une CMP afin de réduire la durée jusqu'à 40 fs de manière efficace. Puis nous avons utilisé un capillaire pour pouvoir générer des spectres de

---

1. Cela se fait toutefois au détriment de la longueur d'onde de coupure qui augmente. Le nombre d'harmoniques générées diminue avec la longueur d'onde excitatrice.

plus de 400 nm et réduire la durée des impulsions à 6.8 fs. Le diamètre du capillaire a pu être augmenté puisque la puissance-crête en entrée est plus importante que lorsque ce dernier est placé directement en sortie de laser. Nous sommes donc passé sur un capillaire de 400  $\mu\text{m}$  de diamètre. Ceci permet d'avoir une transmission d'environ 75 % sur cet étage, ce qui résulte en une transmission totale des deux étages de 69 %. La qualité de mode en sortie des deux étages est très bonne ( $M^2 = 1.2$ ). Cependant il a été difficile de la caractériser à cause de la bande spectrale très importante. Des mesures de qualité de mode sur différentes bandes spectrales à l'aide de filtre n'ont pas montré de différence lorsque l'injection du capillaire est bien optimisée. Néanmoins nous avons pu observer une dégradation sur les longueurs d'onde extrémales lorsque le capillaire est légèrement désaligné. Cela mérite de plus amples études, notamment à l'aide d'appareils spécialisés apparus récemment, tels que les montages TERMITES et INSIGHT. Ce montage en double étage CMP-capillaire, très efficace et présentant un facteur de compression très important ( $F_c \approx 50$ ), permet d'envisager des sources de génération d'impulsions attosecondes compactes et peu coûteuses avec de fortes puissances moyennes. Une première étape a été franchie avec l'annonce par Amplitude Laser Group d'un nouveau système de compression d'impulsion, *Compress*, qui reprend les résultats de cette expérience. L'image de la figure IV.33 montre une vue extérieure du module de compression en CMP. Toutes les optiques permettant l'adaptation de mode dans la cellule ainsi que les optiques de compression sont incluses dans le boîtier métallique. Cela permet d'améliorer la stabilité mécanique de l'ensemble du système. Le développement des CMP permet de suivre le développement des sources de haute puissance et de haute énergie actuelle [Nubbemeyer 17].

La génération d'impulsions femtosecondes de quelques cycles optiques a été démontrée et il est maintenant possible de réaliser des expériences avec la source. Néanmoins il reste impossible à ce jour de réaliser des impulsions attosecondes isolées à cause de la fluctuation de la phase entre l'enveloppe et la porteuse. Il faut donc étudier la stabilité de cette phase pour terminer la conception de la source. Des études sont en cours et ont démontré une stabilisation de cette phase dans l'injecteur et l'amplificateur de manière passive. Les étages de compression non-linéaire dégradent la stabilité en intensité des impulsions. Cette dégradation peut avoir un impact sur la stabilité de la phase. Il est donc important d'étudier cet impact pour déterminer s'il est nécessaire d'utiliser une stabilisation active de la phase CEP. Une fois cette étape réalisée, un grand nombre d'applications supplémentaires bénéficiera de ces sources.

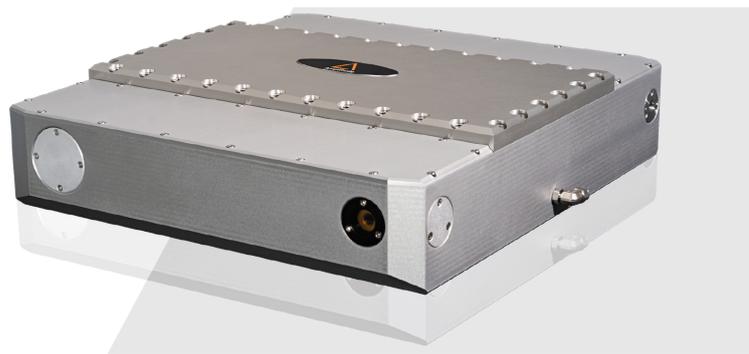


FIGURE IV.33 – Vue externe du module de compression non-linéaire d'Amplitude Laser Group.

## Perspectives générales

Les expériences de compression non-linéaire sont, pour le moment, utilisées principalement afin de réduire la durée des impulsions. Néanmoins, il est possible d'imaginer d'autres applications à cette technique. La génération d'un spectre large permet d'envisager par exemple la création d'un rayonnement dans l'infrarouge moyen entre 5  $\mu\text{m}$  et 10  $\mu\text{m}$  [Pupeza 15, Gaida 18]. En effet, il est possible de réaliser une différence entre les deux longueurs d'onde extrémales du

spectre et ainsi de générer directement un rayonnement femtoseconde à ces longueurs d'onde. L'utilisation d'un tel processus permet de pallier le manque de source laser dans cette gamme de longueur d'onde et présente un avantage très important en terme de transmission par rapport aux systèmes OPCPA [Sanchez 16]. Il est ensuite possible de générer un rayonnement Thz. Cette génération se fait par le biais d'un phénomène dit "de rectification optique" dans un cristal non-linéaire [Bass 62]. Cette technique a déjà été utilisée avec des lasers à cristaux dopés ytterbium [Schneider 14] et a permis de générer un rayonnement de 30 nJ.

Une seconde application possible est l'augmentation du contraste dans les sources fibrées. En effet, ce type de source est limitée par le phénomène d'ASE. L'émission d'un piedestal incohérent limite le contraste des impulsions. Ce phénomène peut être très limitant pour les application à haute intensité. Or, dans le cas de la compression non-linéaire, seules les composantes de forte intensité sont élargies. En sélectionnant donc les longueurs d'onde extrémales, on élimine le piedestal qui n'a pas pu subir d'élargissement spectral [Buldt 17]. Cette technique permet de conserver une impulsion femtoseconde qui présente une durée comparable avec l'impulsion excitatrice mais induit de fortes pertes par filtrage spectral. L'efficacité du filtrage est de l'ordre de 40 %.





# Bibliographie

- [Agrawal 13] G. Agrawal. Nonlinear fiber optics. Optics and Photonics. Academic Press, fifth edition edition, 2013.
- [Alfano 70] R. R. Alfano et S. L. Shapiro. *Observation of Self-Phase Modulation and Small-Scale Filaments in Crystals and Glasses*. Phys. Rev. Lett., vol. 24, pages 592–594, Mar 1970.
- [Anderson 93] D. Anderson, M. Desaix, M. Karlsson, M. Lisak, et M. L. Quiroga-Teixeiro. *Wave-breaking-free pulses in nonlinear-optical fibers*. J. Opt. Soc. Am. B, vol. 10, no. 7, pages 1185–1190, Jul 1993.
- [Aoyama 03] M. Aoyama, K. Yamakawa, Y. Akahane, J. Ma, N. Inoue, H. Ueda, et H. Kiriyama. *0.85-PW, 33-fs Ti :sapphire laser*. Opt. Lett., vol. 28, no. 17, pages 1594–1596, Sep 2003.
- [Balciunas 15] T. Balciunas, C. Fourcade-Dutin, G. Fan, T. Witting, A. A. Voronin, A. M. Zheltikov, F. Gerome, G. G. Paulus, A. Baltuska, et F. Benabid. *A strong-field driver in the single-cycle regime based on self-compression in a kagome fibre*. Nature Communications, vol. 6, no. 1, December 2015.
- [Bass 62] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, et G. Weinreich. *Optical Rectification*. Phys. Rev. Lett., vol. 9, pages 446–448, Dec 1962.
- [Beetar 18] J. E. Beetar, S. Gholam-Mirzaei, et M. Chini. *Spectral broadening and pulse compression of a 400  $\mu$ J, 20 W Yb :KGW laser using a multi-plate medium*. Applied Physics Letters, vol. 112, no. 5, page 051102, January 2018.
- [Böhle 14] F. Böhle, M. Kretschmar, A. Jullien, M. Kovacs, M. Miranda, R. Romero, H. Crespo, U. Morgner, P. Simon, R. Lopez-Martens, et T. Nagy. *Compression of CEP-stable multi-mJ laser pulses down to 4 fs in long hollow fibers*. Laser Physics Letters, vol. 11, no. 9, page 095401, September 2014.
- [Bohman 10] S. Bohman, A. Suda, T. Kanai, S. Yamaguchi, et K. Midorikawa. *Generation of 50 fs, 50 mJ pulses at 1 kHz using hollow-fiber pulse compression*. Optics Letters, vol. 35, no. 11, page 1887, June 2010.
- [Borot 18] A. Borot et F. Quéré. *Spatio-spectral metrology at focus of ultrashort lasers : a phase-retrieval approach*. page 18, 2018.
- [Budriūnas 17] R. Budriūnas, T. Stanislauskas, J. Adamonis, A. Aleknavičius, G. Veitas, D. Gadonas, S. Balickas, A. Michailovas, et A. Varanavičius. *53 W average power CEP-stabilized OPCPA system delivering 55 TW few cycle pulses at 1 kHz repetition rate*. Optics Express, vol. 25, no. 5, page 5797, March 2017.
- [Buldt 17] J. Buldt, M. Müller, R. Klas, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Temporal contrast enhancement of energetic laser pulses by filtered self-phase-modulation-broadened spectra*. Optics Letters, vol. 42, no. 19, page 3761, October 2017.

- [Cardin 15] V. Cardin, N. Thiré, S. Beaulieu, V. Wanie, F. Lëgaré, et B. E. Schmidt. *0.42 TW 2-cycle pulses at 1.8  $\mu\text{m}$  via hollow-core fiber compression*. Applied Physics Letters, vol. 107, no. 18, page 181101, November 2015.
- [Chen 10] X. Chen, L. Canova, A. Malvache, A. Jullien, R. Lopez-Martens, C. Duffe, D. Papadopoulos, et F. Druon. *1-mJ, sub-5-fs carrier-envelope phase-locked pulses*. Applied Physics B, vol. 99, no. 1-2, pages 149–157, April 2010.
- [Chen 18] B.-H. Chen, M. Kretschmar, D. Ehberger, A. Blumenstein, P. Simon, P. Baum, et T. Nagy. *Compression of picosecond pulses from a thin-disk laser to 30 fs at 4 W average power*. Optics Express, vol. 26, no. 4, page 3861, February 2018.
- [Cook 60] C. E. Cook. *Pulse Compression-Key to More Efficient Radar Transmission*. Proceedings of the IRE, vol. 48, no. 3, pages 310–316, March 1960.
- [Couny 07] F. Couny, F. Benabid, P. J. Roberts, P. S. Light, et M. G. Raymer. *Generation and Photonic Guidance of Multi-Octave Optical-Frequency Combs*. Science, vol. 318, no. 5853, pages 1118–1121, November 2007.
- [Daniault 12a] L. Daniault. *Combinaison cohérente d’amplificateur à fibre en régime femtoseconde*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Saclay, 2012.
- [Daniault 12b] L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *High peak-power stretcher-free femtosecond fiber amplifier using passive spatio-temporal coherent combining*. Optics Express, vol. 20, no. 19, page 21627, September 2012.
- [Debord 14] B. Debord, M. Alharbi, L. Vincetti, A. Husakou, C. Fourcade-Dutin, C. Hoenninger, E. Mottay, F. Gérôme, et F. Benabid. *Multi-meter fiber-delivery and pulse self-compression of milli-Joule femtosecond laser and fiber-aided laser-micromachining*. Optics Express, vol. 22, no. 9, page 10735, May 2014.
- [Didenko 16] N. V. Didenko, A. V. Konyashchenko, P. V. Kostyukov, L. L. Losev, V. S. Pazyuk, S. Y. Tenyakov, et V. V. Bryukhanov. *Temporal compression of pulses from a 100-KHz-repetition-rate femtosecond ytterbium laser*. Quantum Electronics, vol. 46, no. 8, pages 675–678, August 2016.
- [Dubietis 92] A. Dubietis, G. Jonusauskas, et A. Piskarskas. *Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal*. Optics Communications, vol. 88, no. 4, pages 437 – 440, 1992.
- [Dutin 10] C. F. Dutin, A. Dubrouil, S. Petit, E. Mével, E. Constant, et D. Descamps. *Post-compression of high-energy femtosecond pulses using gas ionization*. Opt. Lett., vol. 35, no. 2, pages 253–255, Jan 2010.
- [Eidam 11] T. Eidam, J. Rothhardt, F. Stutzki, F. Jansen, S. Hädrich, H. Carstens, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power*. Opt. Express, vol. 19, no. 1, pages 255–260, Jan 2011.
- [Emaury 13] F. Emaury, C. F. Dutin, C. J. Saraceno, M. Trant, O. H. Heckl, Y. Y. Wang, C. Schriber, F. Gerome, T. Südmeyer, F. Benabid, et U. Keller. *Beam delivery and pulse compression to sub-50 fs of a modelocked thin-disk laser in a gas-filled Kagome-type HC-PCF fiber*. Optics Express, vol. 21, no. 4, page 4986, February 2013.
- [Emaury 14] F. Emaury, C. J. Saraceno, B. Debord, D. Ghosh, A. Diebold, F. Gérôme, T. Südmeyer, F. Benabid, et U. Keller. *Efficient spectral broadening in the*

- 100-W average power regime using gas-filled kagome HC-PCF and pulse compression. *Optics Letters*, vol. 39, no. 24, page 6843, December 2014.
- [Etzel 62] H. W. Etzel, H. W. Gandy, et R. J. Ginther. *Stimulated Emission of Infrared Radiation from Ytterbium Activated Silicate Glass*. *Appl. Opt.*, vol. 1, no. 4, pages 534–536, Jul 1962.
- [Fan 88] T. Y. Fan et R. L. Byer. *Diode laser-pumped solid-state lasers*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 24, no. 6, pages 895–912, June 1988.
- [Faure 01] J. Faure. *Etude expérimentale de l'interaction d'un laser Terawatt avec un plasma sous-dense : production d'une source brillante d'électrons relativistes*. Manuscrit de Thèse, Ecole Polytechnique, 2001.
- [Feehan 17] J. S. Feehan, J. H. V. Price, T. J. Butcher, W. S. Brocklesby, J. G. Frey, et D. J. Richardson. *Efficient high-harmonic generation from a stable and compact ultrafast Yb-fiber laser producing 100  $\mu$ J, 350 fs pulses based on bendable photonic crystal fiber*. *Applied Physics B*, vol. 123, no. 1, January 2017.
- [Fermann 00] M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen, J. M. Dudley, et J. D. Harvey. *Self-Similar Propagation and Amplification of Parabolic Pulses in Optical Fibers*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pages 6010–6013, Jun 2000.
- [Fernández 09] A. Fernández, L. Zhu, A. J. Verhoef, D. Sidorov-Biryukov, A. Pugžlys, A. Baltuška, K.-H. Liao, C.-H. Liu, A. Galvanauskas, S. Kane, R. Holzwarth, et F. ö. Ilday. *Broadly tunable carrier envelope phase stable optical parametric amplifier pumped by a monolithic ytterbium fiber amplifier*. *Optics Letters*, vol. 34, no. 18, page 2799, September 2009.
- [Fernández 12] A. Fernández, K. Jespersen, L. Zhu, L. Grüner-Nielsen, A. Baltuška, A. Galvanauskas, et A. J. Verhoef. *High-fidelity, 160 fs, 5  $\mu$ J pulses from an integrated Yb-fiber laser system with a fiber stretcher matching a simple grating compressor*. *Optics Letters*, vol. 37, no. 5, page 927, March 2012.
- [Finot 06] C. Finot, F. Parmigiani, P. Petropoulos, et D. J. Richardson. *Parabolic pulse evolution in normally dispersive fiber amplifiers preceding the similariton formation regime*. *Opt. Express*, vol. 14, no. 8, pages 3161–3170, Apr 2006.
- [Fisher 69] R. A. Fisher, P. L. Kelley, et T. K. Gustafson. *Subpicosecond pulse generation using the optical Kerr effect*. *Applied Physics Letters*, vol. 14, no. 4, pages 140–143, February 1969.
- [Fritsch 18] K. Fritsch, M. Poetzlberger, V. Pervak, et J. Brons. *All-Solid-state multipass spectral broadening to sub-20 fs*. *Optics Letters*, page 6, 2018.
- [Gaida 18] C. Gaida, M. Gebhardt, T. Heuermann, F. Stutzki, C. Jauregui, J. Antonio-Lopez, A. Schülzgen, R. Amezcua-Correa, A. Tünnermann, I. Pupeza, et J. Limpert. *Watt-scale super-octave mid-infrared intrapulse difference frequency generation*. *Light : Science & Applications*, vol. 7, no. 1, December 2018.
- [Galvanauskas 09] A. Galvanauskas. *Ultrashort-pulse fiber amplifiers*. *Ultrafast Lasers CRC Press*, 2009.
- [Geindre 06] J. P. Geindre, P. Audebert, et R. S. Marjoribanks. *Relativistic AC Gyromagnetic Effects in Ultraintense Laser-Matter Interaction*. *Phys. Rev. Lett.*, vol. 97, page 085001, Aug 2006.
- [Gires 64] F. Gires et P. Tournoi. *Interféromètre utilisable pour la compression d'impulsions lumineuses modulées en fréquence*. *C. R. Acad. Sci. Paris*, 1964.

- [Guichard 15a] F. Guichard, A. Giree, Y. Zaouter, M. Hanna, G. Machinet, B. Debord, F. Gérôme, P. Dupriez, F. Druon, C. Hönninger, E. Mottay, F. Benabid, et P. Georges. *Nonlinear compression of high energy fiber amplifier pulses in air-filled hypocycloid-core Kagome fiber*. Optics Express, vol. 23, no. 6, page 7416, March 2015.
- [Guichard 15b] F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, K.-L. Mai, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, et P. Georges. *High-energy chirped- and divided-pulse Sagnac femtosecond fiber amplifier*. Optics Letters, vol. 40, no. 1, page 89, January 2015.
- [Guichard 16a] F. Guichard. *Combinaison cohérente d'impulsions femtoseconde - Optimisation des performances des amplificateurs fibrés ultracourts*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Saclay, 2016.
- [Guichard 16b] F. Guichard, L. Lavenue, M. Hanna, Y. Zaouter, et P. Georges. *Coherent combining efficiency in strongly saturated divided-pulse amplification systems*. Opt. Express, vol. 24, no. 22, pages 25329–25336, Oct 2016.
- [Haddad 18] E. Haddad, R. Safaei, A. Leblanc, R. Piccoli, Y.-G. Jeong, H. Ibrahim, B. E. Schmidt, R. Morandotti, L. Razzari, F. Légaré, et P. Lassonde. *Molecular gases for pulse compression in hollow core fibers*. Opt. Express, vol. 26, no. 19, pages 25426–25436, Sep 2018.
- [Hädrich 11] S. Hädrich, H. Carstens, J. Rothhardt, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Multi-gigawatt ultrashort pulses at high repetition rate and average power from two-stage nonlinear compression*. Optics Express, vol. 19, no. 8, page 7546, April 2011.
- [Hädrich 13] S. Hädrich, A. Klenke, A. Hoffmann, T. Eidam, T. Gottschall, J. Rothhardt, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Nonlinear compression to sub-30-fs, 05 mJ pulses at 135 W of average power*. Optics Letters, vol. 38, no. 19, page 3866, October 2013.
- [Hädrich 14] S. Hädrich, A. Klenke, J. Rothhardt, M. Krebs, A. Hoffmann, O. Pronin, V. Pervak, J. Limpert, et A. Tünnermann. *High photon flux table-top coherent extreme-ultraviolet source*. Nature Photonics, vol. 8, no. 10, pages 779–783, October 2014.
- [Hädrich 15] S. Hädrich, M. Krebs, A. Hoffmann, A. Klenke, J. Rothhardt, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Exploring new avenues in high repetition rate table-top coherent extreme ultraviolet sources*. Light : Science & Applications, vol. 4, no. 8, pages e320–e320, August 2015.
- [Hädrich 16a] S. Hädrich, M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, J. Rothhardt, R. Klas, T. Gottschall, T. Eidam, A. Drozdy, P. Jójárt, Z. Várallyay, E. Cormier, K. Osvay, A. Tünnermann, et J. Limpert. *Energetic sub-2-cycle laser with 216 W average power*. Optics Letters, vol. 41, no. 18, page 4332, September 2016.
- [Hädrich 16b] S. Hädrich, J. Rothhardt, S. Demmler, M. Tschernajew, A. Hoffmann, M. Krebs, A. Liem, O. de Vries, M. Plötner, S. Fabian, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Scalability of components for kW-level average power few-cycle lasers*. Appl. Opt., vol. 55, no. 7, pages 1636–1640, Mar 2016.
- [Hädrich 16c] S. Hädrich, J. Rothhardt, M. Krebs, S. Demmler, A. Klenke, A. Tünnermann, et J. Limpert. *Single-pass high harmonic generation at high repetition rate and photon flux*. Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics, vol. 49, no. 17, page 172002, September 2016.

- 
- [Han 18] CRC handbook of chemistry and physics. CRC Press/Taylor and Francis, 2018.
- [Hanna 90] D. Hanna, R. Percival, I. Perry, R. Smart, P. Suni, et A. Tropper. *An Ytterbium-doped Monomode Fibre Laser : Broadly Tunable Operation from 1 010  $\mu\text{m}$  to 1 162  $\mu\text{m}$  and Three-level Operation at 974 Nm*. Journal of Modern Optics, vol. 37, no. 4, pages 517–525, 1990.
- [Hanna 17] M. Hanna, X. Délen, L. Lavenu, F. Guichard, Y. Zaouter, F. Druon, et P. Georges. *Nonlinear temporal compression in multipass cells : theory*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 34, no. 7, page 1340, July 2017.
- [Herriott 64] D. Herriott, H. Kogelnik, et R. Kompfner. *Off-Axis Paths in Spherical Mirror Interferometers*. Applied Optics, vol. 3, no. 4, page 523, April 1964.
- [Heuermann 18] T. Heuermann, C. Gaida, M. Gebhardt, et J. Limpert. *Thulium-doped nonlinear fiber amplifier delivering 50 fs at 20 W of average power*. Opt. Lett., vol. 43, no. 18, pages 4441–4444, Sep 2018.
- [Hou 06] K. Hou, M.-Y. Cheng, A. Galvanauskas, D. Engin, R. Changkakoti, et P. Mamidipudi. *Multi-MW Peak Power Scaling of Single-Transverse Mode Pulses using 80- $\mu\text{m}$  Core Yb-doped LMA Fibers*. In Advanced Solid-State Photonics, page MF5. Optical Society of America, 2006.
- [Inés Gonzalez 18] A. Inés Gonzalez, G. Jargot, P. Rigaud, L. Lavenu, F. Guichard, A. Comby, T. Auguste, O. Sublemontier, M. Bougeard, Y. Zaouter, P. Georges, M. Hanna, et T. Ruchon. *Spatio-spectral structures in high harmonic generation driven by tightly focused high repetition rate lasers*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 35, no. 4, page A6, April 2018.
- [Jargot 18] G. Jargot, N. Daher, L. Lavenu, X. Delen, N. Forget, M. Hanna, et P. Georges. *Self-compression in a multipass cell*. Opt. Lett., vol. 43, no. 22, pages 5643–5646, Nov 2018.
- [Jauregui 12] C. Jauregui, T. Eidam, H.-J. Otto, F. Stutzki, F. Jansen, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Physical origin of mode instabilities in high-power fiber laser systems*. Opt. Express, vol. 20, no. 12, pages 12912–12925, Jun 2012.
- [Jauregui 13] C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *High-power fibre lasers*. Nature Photonics, vol. 7, no. 11, pages 861–867, November 2013.
- [Jeong 18] Y.-G. Jeong, R. Piccoli, D. Ferachou, V. Cardin, M. Chini, S. Hädrich, J. Limpert, R. Morandotti, F. Légaré, B. E. Schmidt, et L. Razzari. *Direct compression of 170-fs 50-cycle pulses down to 1.5 cycles with 70% transmission*. Scientific Reports, vol. 8, no. 1, December 2018.
- [Kaumanns 18] M. Kaumanns, V. Pervak, D. Kormin, V. Leshchenko, A. Kessel, M. Ueffing, Y. Chen, et T. Nubbemeyer. *Multipass spectral broadening of 18 mJ pulses compressible from 13 ps to 41 fs*. Optics Letters, vol. 43, no. 23, page 5877, December 2018.
- [Kienel 13] M. Kienel, A. Klenke, T. Eidam, M. Baumgartl, C. Jauregui, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Analysis of passively combined divided-pulse amplification as an energy-scaling concept*. Opt. Express, vol. 21, no. 23, pages 29031–29042, Nov 2013.
- [Kienel 14] M. Kienel, A. Klenke, T. Eidam, S. Hädrich, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Energy scaling of femtosecond amplifiers using actively controlled*

- divided-pulse amplification*. Opt. Lett., vol. 39, no. 4, pages 1049–1052, Feb 2014.
- [Kienel 15] M. Kienel, M. Müller, A. Klenke, T. Eidam, J. Limpert, et A. Tünnermann. *Multidimensional coherent pulse addition of ultrashort laser pulses*. Opt. Lett., vol. 40, no. 4, pages 522–525, Feb 2015.
- [Klenke 14] A. Klenke, S. Hädrich, T. Eidam, J. Rothhardt, M. Kienel, S. Demmler, T. Gottschall, J. Limpert, et A. Tünnermann. *22 GW peak-power fiber chirped-pulse-amplification system*. Optics Letters, vol. 39, no. 24, page 6875, December 2014.
- [KMLabs ] KMLabs. *Chroamtis - dispersion measurment*. <https://www.kmlabs.com/product/chromatis-dispersion-measurement/>.
- [Konyashchenko 11] A. V. Konyashchenko, P. V. Kostyukov, L. L. Losev, et S. Y. Tenyakov. *Degree of compression and energy efficiency of a capillary compressor of femtosecond laser pulses*. Quantum Electronics, vol. 41, no. 11, pages 989–992, November 2011.
- [Koplow 00] J. P. Koplow, D. A. V. Kliner, et L. Goldberg. *Single-mode operation of a coiled multimode fiber amplifier*. Opt. Lett., vol. 25, no. 7, pages 442–444, Apr 2000.
- [Lavenu 17] L. Lavenu, M. Natile, F. Guichard, Y. Zaouter, M. Hanna, E. Mottay, et P. Georges. *High-energy few-cycle Yb-doped fiber amplifier source based on a single nonlinear compression stage*. Optics Express, vol. 25, no. 7, page 7530, April 2017.
- [Lavenu 18] L. Lavenu, M. Natile, F. Guichard, Y. Zaouter, X. Delen, M. Hanna, E. Mottay, et P. Georges. *Nonlinear pulse compression based on a gas-filled multipass cell*. Optics Letters, vol. 43, no. 10, page 2252, May 2018.
- [Lavenu 19] L. Lavenu, M. Natile, F. Guichard, X. Délen, M. Hanna, Y. Zaouter, et P. Georges. *High-power two-cycle ultrafast source based on hybrid nonlinear compression*. Optics Express, vol. 27, no. 3, pages 1958–1967, February 2019.
- [Limpert 03a] J. Limpert, T. Schreiber, A. Liem, S. Nolte, H. Zellmer, T. Peschel, V. Guyenot, et A. Tünnermann. *Thermo-optical properties of air-clad photonic crystal fiber lasers in high power operation*. page 9, 2003.
- [Limpert 03b] J. Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, et C. Jakobsen. *High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser*. Opt. Express, vol. 11, no. 7, pages 818–823, Apr 2003.
- [Liu 99] X. Liu, L. Qian, et F. Wise. *High-energy pulse compression by use of negative phase shifts produced by the cascade  $\chi(2) : \chi(2)$  nonlinearity*. page 3, 1999.
- [Liu 15] W. Liu, D. N. Schimpf, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, F. X. Kärtner, et G. Chang. *Pre-chirp managed nonlinear amplification in fibers delivering 100 W, 60 fs pulses*. Optics Letters, vol. 40, no. 2, page 151, January 2015.
- [Lo 18] S.-Z. A. Lo, L. Wang, et Z.-H. Loh. *Pulse propagation in hollow-core fiber at high-pressure regime : application to compression of tens of  $\mu$ J pulses and determination of nonlinear refractive index of xenon at 103  $\mu$ m*. Applied Optics, vol. 57, no. 16, page 4659, June 2018.

- [Lu 14] C.-H. Lu, Y.-J. Tsou, H.-Y. Chen, B.-H. Chen, Y.-C. Cheng, S.-D. Yang, M.-C. Chen, C.-C. Hsu, et A. H. Kung. *Generation of intense supercontinuum in condensed media*. *Optica*, vol. 1, no. 6, page 400, December 2014.
- [Lu 18] C.-H. Lu, T. Witting, A. Husakou, M. J. Vrakking, A. H. Kung, et F. J. Furch. *Sub-4 fs laser pulses at high average power and high repetition rate from an all-solid-state setup*. *Optics Express*, vol. 26, no. 7, page 8941, April 2018.
- [Lücking 14] F. Lücking, A. Trabattoni, S. Anumula, G. Sansone, F. Calegari, M. Nisoli, T. Oksenhendler, et G. Tempea. *In situ measurement of nonlinear carrier-envelope phase changes in hollow fiber compression*. *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 8, pages 2302–2305, Apr 2014.
- [Ma 14] X. Ma, C. Zhu, I.-N. Hu, A. Kaplan, et A. Galvanauskas. *Single-mode chirally-coupled-core fibers with larger than 50 $\mu$ m diameter cores*. *Opt. Express*, vol. 22, no. 8, pages 9206–9219, Apr 2014.
- [Maiman 60] T. H. Maiman. *Stimulated optical radiation in ruby*. *Nature*, 1960.
- [Mak 15] K. F. Mak, M. Seidel, O. Pronin, M. H. Frosz, A. Abdolvand, V. Pervak, A. Apolonski, F. Krausz, J. C. Travers, et P. S. J. Russell. *Compressing  $\mu$ J-level pulses from 250 fs to sub-10 fs at 38-MHz repetition rate using two gas-filled hollow-core photonic crystal fiber stages*. *Optics Letters*, vol. 40, no. 7, page 1238, April 2015.
- [Malvache 11] A. Malvache. *Optique non-linéaire  $\tilde{A}$  haute-intensité : Compression d'impulsions laser Interaction laser-plasma*. Manuscrit de Thèse, Ecole Polytechnique X, 2011.
- [Marcatili 64] E. A. J. Marcatili et R. A. Schmelzter. *Hollow Metallic and Dielectric Waveguides for Long Distance Optical Transmission and Lasers*. *Bell System Technical Journal*, vol. 43, no. 4, pages 1783–1809, 1964.
- [Martinez 84] O. E. Martinez, J. P. Gordon, et R. L. Fork. *Negative group-velocity dispersion using refraction*. *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 1, no. 10, pages 1003–1006, Oct 1984.
- [Maxwell 65] J. C. Maxwell. *A dynamical theory of the electromagnetic field*. *Royal Society Transactions*, 1865.
- [Milosevic 00] N. Milosevic, G. Tempea, et T. Brabec. *Optical pulse compression : bulk media versus hollow waveguides*. *Opt. Lett.*, vol. 25, no. 9, pages 672–674, May 2000.
- [Morgner 99] U. Morgner, F. X. Kärtner, S. H. Cho, Y. Chen, H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, et T. Tschudi. *Sub-two-cycle pulses from a Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser*. *Opt. Lett.*, vol. 24, no. 6, pages 411–413, Mar 1999.
- [Morin 10] F. Morin. *Conception d'une source à impulsions courtes  $\tilde{A}$  1600 nm à fibres dopées Erbium. Application  $\tilde{A}$  la greffe de la cornée*. Manuscrit de Thèse, Université Paris-Sud, 2010.
- [Müller 16] M. Müller, M. Kienel, A. Klenke, T. Gottschall, E. Shestaev, M. Plötner, J. Limpert, et A. Tünnermann. *1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser*. *Optics Letters*, vol. 41, no. 15, page 3439, August 2016.
- [Negel 15] J.-P. Negel, A. Loescher, A. Voss, D. Bauer, D. Sutter, A. Killi, M. A. Ahmed, et T. Graf. *Ultrafast thin-disk multipass laser amplifier delivering 1.4 kW (4.7 mJ, 1030 nm) average power converted to 820 W at 515 nm*

- and 234 W at 343 nm. *Opt. Express*, vol. 23, no. 16, pages 21064–21077, Aug 2015.
- [Nibbering 97] E. T. J. Nibbering, G. Grillon, M. A. Franco, B. S. Prade, et A. Mysyrowicz. *Determination of the inertial contribution to the nonlinear refractive index of air, N<sub>2</sub>, and O<sub>2</sub> by use of unfocused high-intensity femtosecond laser pulses*. *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 14, no. 3, pages 650–660, Mar 1997.
- [Nicholson 07] J. W. Nicholson, J. M. Fini, A. D. Yablon, P. S. Westbrook, K. Feder, et C. Headley. *Demonstration of bend-induced nonlinearities in large-mode-area fibers*. *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 17, pages 2562–2564, Sep 2007.
- [Nikolaus 83] B. Nikolaus et D. Grischkowsky. *12x pulse compression using optical fibers*. *Applied Physics Letters*, vol. 42, no. 1, pages 1–2, 1983.
- [Nisoli 96] M. Nisoli, S. De Silvestri, et O. Svelto. *Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique*. *Applied Physics Letters*, vol. 68, no. 20, pages 2793–2795, May 1996.
- [Nisoli 97] M. Nisoli, S. De Silvestri, O. Svelto, R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, S. Sartania, et F. Krausz. *Compression of high-energy laser pulses below 5 fs*. *Optics Letters*, vol. 22, no. 8, page 522, April 1997.
- [Nubbemeyer 17] T. Nubbemeyer, M. Kaumanns, M. Ueffing, M. Gorjan, A. Alismail, H. Fattahi, J. Brons, O. Pronin, H. G. Barros, Z. Major, T. Metzger, D. Sutter, et F. Krausz. *1 kW 200 mJ picosecond thin-disk laser system*. *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 7, pages 1381–1384, Apr 2017.
- [Okhotnikov 03] O. G. Okhotnikov, L. Gomes, N. Xiang, T. Jouhti, et A. B. Grudinin. *Mode-locked ytterbium fiber laser tunable in the 980–1070-nm spectral range*. *Opt. Lett.*, vol. 28, no. 17, pages 1522–1524, Sep 2003.
- [Ouellette 87] F. Ouellette. *Dispersion cancellation using linearly chirped Bragg grating filters in optical waveguides*. *Opt. Lett.*, vol. 12, no. 10, pages 847–849, Oct 1987.
- [Papadopoulos 07] D. N. Papadopoulos, Y. Zaouter, M. Hanna, F. Druon, E. Mottay, E. Cormier, et P. Georges. *Generation of 63 fs 4.1 MW peak power pulses from a parabolic fiber amplifier operated beyond the gain bandwidth limit*. *Opt. Lett.*, vol. 32, no. 17, pages 2520–2522, Sep 2007.
- [Pariante 16] G. Pariante, V. Gallet, A. Borot, O. Gobert, et F. Quéré. *Space-time characterization of ultra-intense femtosecond laser beams*. *Nature Photonics*, vol. 10, no. 8, pages 547–553, August 2016.
- [Park 09] J. Park, J.-h. Lee, et C. H. Nam. *Generation of 15 cycle 03 TW laser pulses using a hollow-fiber pulse compressor*. *Optics Letters*, vol. 34, no. 15, page 2342, August 2009.
- [Paschotta 97a] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, et D. C. Hanna. *Ytterbium-doped fiber amplifiers*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 7, pages 1049–1056, July 1997.
- [Paschotta 97b] R. Paschotta, J. Nilsson, A. C. Tropper, et D. C. Hanna. *Ytterbium-doped fiber amplifiers*. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 33, no. 7, pages 1049–1056, July 1997.
- [Pinault 85] S. C. Pinault et M. J. Potasek. *Frequency broadening by self-phase modulation in optical fibers*. *Journal of the Optical Society of America B*, vol. 2, no. 8, page 1318, August 1985.

- [Pronin 15] O. Pronin, M. Seidel, F. Lücking, J. Brons, E. Fedulova, M. Trubetskov, V. Pervak, A. Apolonski, T. Udem, et F. Krausz. *High-power multi-megahertz source of waveform-stabilized few-cycle light*. Nature Communications, vol. 6, page 6988, May 2015.
- [Pupeza 15] I. Pupeza, D. SÃ¡nchez, J. Zhang, N. Lilienfein, M. Seidel, N. Karpowicz, T. Paasch-Colberg, I. Znakovskaya, M. Pescher, W. Schweinberger, V. Pervak, E. Fill, O. Pronin, Z. Wei, F. Krausz, A. Apolonski, et J. Biegert. *High-power sub-two-cycle mid-infrared pulses at 100 MHz repetition rate*. Nature Photonics, vol. 9, no. 11, pages 721–724, November 2015.
- [Richardson 10] D. J. Richardson, J. Nilsson, et W. A. Clarkson. *High power fiber lasers : current status and future perspectives [Invited]*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 27, no. 11, page B63, November 2010.
- [Rolland 88] C. Rolland et P. B. Corkum. *Compression of high-power optical pulses*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 5, no. 3, page 641, March 1988.
- [Röser 05] F. Röser, J. Rothhard, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, et A. Tünnermann. *131 W 220 fs fiber laser system*. Optics Letters, vol. 30, no. 20, page 2754, 2005.
- [Rothhardt 16] J. Rothhardt, S. Hädrich, Y. Shamir, M. Tschernajew, R. Klas, A. Hoffmann, G. K. Tadesse, A. Klenke, T. Gottschall, T. Eidam, J. Limpert, A. Tünnermann, R. Boll, C. Bomme, H. Dachraoui, B. Erk, M. Di Fraia, D. A. Horke, T. Kierspel, T. Mullins, A. Przystawik, E. Savelyev, J. Wiese, T. Laarmann, J. Küpper, et D. Rolles. *High-repetition-rate and high-photon-flux 70 eV high-harmonic source for coincidence ion imaging of gas-phase molecules*. Optics Express, vol. 24, no. 16, page 18133, August 2016.
- [Ruehl 10] A. Ruehl, A. Marcinkevicius, M. E. Fermann, et I. Hartl. *80 W, 120 fs Yb-fiber frequency comb*. Optics Letters, vol. 35, no. 18, page 3015, September 2010.
- [Russbuehdt 10] P. Russbuehdt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, et R. Poprawe. *Compact diode-pumped 1.1 kW Yb :YAG Innoslab femtosecond amplifier*. Opt. Lett., vol. 35, no. 24, pages 4169–4171, Dec 2010.
- [Sakai 78] J. Sakai et T. Kimura. *Bending loss of propagation modes in arbitrary-index profile optical fibers*. Appl. Opt., vol. 17, no. 10, pages 1499–1506, May 1978.
- [Sanchez 16] D. Sanchez, M. Hemmer, M. Baudisch, S. L. Cousin, K. Zawilski, P. Schunemann, O. Chalus, C. Simon-Boisson, et J. Biegert. *7  $\mu\text{m}$ , ultrafast, sub-millijoule-level mid-infrared optical parametric chirped pulse amplifier pumped at 2  $\mu\text{m}$* . Optica, vol. 3, no. 2, pages 147–150, Feb 2016.
- [Schimpf 08] D. N. Schimpf, E. Seise, J. Limpert, et A. Tünnermann. *The impact of spectral modulations on the contrast of pulses of nonlinear chirped-pulse amplification systems*. Opt. Express, vol. 16, no. 14, pages 10664–10674, Jul 2008.
- [Schmidt 11] B. E. Schmidt, A. D. Shiner, P. Lassonde, J.-C. Kieffer, P. B. Corkum, D. M. Villeneuve, et F. Légaré. *CEP stable 16 cycle laser pulses at 18  $\mu\text{m}$* . Optics Express, vol. 19, no. 7, page 6858, March 2011.
- [Schneider 14] W. Schneider, A. Ryabov, C. Lombosi, T. Metzger, Z. Major, J. A. Fülöp, et P. Baum. *800-fs, 330  $\mu\text{J}$  pulses from a 100-W regenerative Yb :YAG*

- thin-disk amplifier at 300 kHz and THz generation in LiNbO<sub>3</sub>*. Opt. Lett., vol. 39, no. 23, pages 6604–6607, Dec 2014.
- [Schulte 16] J. Schulte, T. Sartorius, J. Weitenberg, A. Vernaleken, et P. Russbuehdt. *Nonlinear pulse compression in a multi-pass cell*. Optics Letters, vol. 41, no. 19, page 4511, October 2016.
- [Seidel 16] M. Seidel, G. Arisholm, J. Brons, V. Pervak, et O. Pronin. *All solid-state spectral broadening : an average and peak power scalable method for compression of ultrashort pulses*. Optics Express, vol. 24, no. 9, page 9412, May 2016.
- [Seidel 17] M. Seidel, J. Brons, G. Arisholm, K. Fritsch, V. Pervak, et O. Pronin. *Efficient high-power ultrashort pulse compression in self-defocusing bulk media*. Scientific Reports, vol. 7, no. 1, December 2017.
- [Shimizu 67] F. Shimizu. *Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse*. Phys. Rev. Lett., vol. 19, pages 1097–1100, Nov 1967.
- [Shiner 09] A. D. Shiner, C. Trallero-Herrero, N. Kajumba, H.-C. Bandulet, D. Comtois, F. Légaré, M. Giguère, J.-C. Kieffer, P. B. Corkum, et D. M. Villeneuve. *Wavelength Scaling of High Harmonic Generation Efficiency*. Phys. Rev. Lett., vol. 103, page 073902, Aug 2009.
- [Stegeman 97] G. I. Stegeman.  $\chi_2$  cascading : nonlinear phase shifts. page 16, 1997.
- [Stolen 78] R. H. Stolen et C. Lin. *Self-phase-modulation in silica optical fibers*. Phys. Rev. A, vol. 17, pages 1448–1453, Apr 1978.
- [Strickland 85] D. Strickland et G. Mourou. *Compression of amplified chirped optical pulses*. Optics Communications, vol. 55, no. 6, pages 447 – 449, 1985.
- [Südmeyer 03] T. Südmeyer, F. Brunner, E. Innerhofer, R. Paschotta, K. Furusawa, J. C. Baggett, T. M. Monro, D. J. Richardson, et U. Keller. *Nonlinear femto-second pulse compression at high average power levels by use of a large-mode-area holey fiber*. Optics Letters, vol. 28, no. 20, page 1951, October 2003.
- [Sung 17] J. H. Sung, H. W. Lee, J. Y. Yoo, J. W. Yoon, C. W. Lee, J. M. Yang, Y. J. Son, Y. H. Jang, S. K. Lee, et C. H. Nam. *4.2 PW, 20 fs Ti :sapphire laser at 0.1 Hz*. Opt. Lett., vol. 42, no. 11, pages 2058–2061, Jun 2017.
- [Szipöcs 94] R. Szipöcs, K. Ferencz, C. Spielmann, et F. Krausz. *Chirped multilayer coatings for broadband dispersion control in femtosecond lasers*. Opt. Lett., vol. 19, no. 3, pages 201–203, Feb 1994.
- [Tomlinson 84] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, et C. V. Shank. *Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*. Journal of the Optical Society of America B, vol. 1, no. 2, page 139, April 1984.
- [Tournois 97] P. Tournois. *Acousto-optic programmable dispersive filter for adaptive compensation of group delay time dispersion in laser systems*. Optics Communications, vol. 140, no. 4, pages 245 – 249, 1997.
- [Treacy 68] E. Treacy. *Compression of picosecond light pulses*. Physics Letters A, vol. 28, no. 1, pages 34–35, October 1968.
- [Treacy 69] E. Treacy. *Optical pulse compression with diffraction gratings*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 5, no. 9, pages 454–458, September 1969.
- [Ueffing 18] M. Ueffing, S. Reiger, M. Kaumanns, V. Pervak, M. Trubetskov, T. Nubbe-meyer, et F. Krausz. *Nonlinear pulse compression in a gas-filled multipass cell*. Optics Letters, vol. 43, no. 9, page 2070, May 2018.

- 
- [Vozzi 05] C. Vozzi, M. Nisoli, G. Sansone, S. Stagira, et S. De Silvestri. *Optimal spectral broadening in hollow-fiber compressor systems*. Applied Physics B, vol. 80, no. 3, pages 285–289, March 2005.
- [Walmsley 01] I. Walmsley, L. Waxer, et C. Dorrer. *The role of dispersion in ultrafast optics*. Review of Scientific Instruments, vol. 72, no. 1, pages 1–29, 2001.
- [Washburn 00] B. R. Washburn, J. A. Buck, et S. E. Ralph. *Transform-limited spectral compression due to self-phase modulation in fibers*. Opt. Lett., vol. 25, no. 7, pages 445–447, Apr 2000.
- [Weiner 00] A. M. Weiner. *Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators*. Review of Scientific Instruments, vol. 71, no. 5, pages 1929–1960, may 2000.
- [Weiner 11] A. M. Weiner. *Ultrafast optical pulse shaping : A tutorial review*. Optics Communications, vol. 284, no. 15, pages 3669–3692, July 2011.
- [Weitenberg 17a] J. Weitenberg, T. Saule, J. Schulte, et P. Russbült. *Nonlinear pulse compression to sub-40 fs at 4.5  $\mu$ J pulse energy by Multi-Pass-Cell spectral broadening*. IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 53, no. 6, pages 1–4, December 2017.
- [Weitenberg 17b] J. Weitenberg, A. Vernaleken, J. Schulte, A. Ozawa, T. Sartorius, V. Pervak, H.-D. Hoffmann, T. Udem, P. Russbült, et T. W. Hänsch. *Multi-pass-cell-based nonlinear pulse compression to 115 fs at 75  $\mu$ J pulse energy and 300 W average power*. Optics Express, vol. 25, no. 17, page 20502, August 2017.
- [White 42] J. U. White. *Long Optical Paths of Large Aperture*. Journal of the Optical Society of America, vol. 32, no. 5, page 285, May 1942.
- [Wollenhaupt 07] M. Wollenhaupt, A. Assion, et T. Baumert. *Femtosecond laser pulses : Linear properties, manipulation, generation and measurement*, pages 937–983. Springer New York, New York, NY, 2007.
- [Wunram 15] M. Wunram, P. Storz, D. Brida, et A. Leitenstorfer. *Ultrastable fiber amplifier delivering 145-fs pulses with 6- $\mu$ J energy at 10-MHz repetition rate*. Optics Letters, vol. 40, no. 5, page 823, mar 2015.
- [Zaouter ] Y. Zaouter, J. Boulet, E. Mottay, et E. Cormier. *Transform-limited 100 $\mu$ J, 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher-compressor*. page 3.
- [Zaouter 07] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, F. Druon, E. Cormier, et P. Georges. *Third-order spectral phase compensation in parabolic pulse compression*. Opt. Express, vol. 15, no. 15, pages 9372–9377, Jul 2007.
- [Zaouter 08a] Y. Zaouter. *Amplification d’impulsions ultra-courtes en régime non-linéaire dans les fibres dopées aux ions Ytterbium*. Manuscrit de Thèse, Université Bordeaux 1, 2008.
- [Zaouter 08b] Y. Zaouter, D. N. Papadopoulos, M. Hanna, J. Boulet, L. Huang, C. Agueraray, F. Druon, E. Mottay, P. Georges, et E. Cormier. *Stretcher-free high energy nonlinear amplification of femtosecond pulses in rod-type fibers*. Opt. Lett., vol. 33, no. 2, pages 107–109, Jan 2008.
- [Zaouter 13] Y. Zaouter, F. Guichard, L. Daniault, M. Hanna, F. Morin, C. Hönninger, E. Mottay, F. Druon, et P. Georges. *Femtosecond fiber chirped- and divided-pulse amplification system*. Optics Letters, vol. 38, no. 2, page 106, January 2013.

- [Zhou 07] S. Zhou, F. W. Wise, et D. G. Ouzounov. *Divided-pulse amplification of ultrashort pulses*. Opt. Lett., vol. 32, no. 7, pages 871–873, Apr 2007.
- [Zhou 08] X. Zhou, D. Yoshitomi, Y. Kobayashi, et K. Torizuka. *Generation of 28-fs pulses from a mode-locked ytterbium fiber oscillator*. Opt. Express, vol. 16, no. 10, pages 7055–7059, May 2008.
- [Zysset 86] B. Zysset, W. Hodel, P. Beaud, et H. P. Weber. *200-femtosecond pulses at 1.06  $\mu\text{m}$  generated with a double-stage pulse compressor*. Opt. Lett., vol. 11, no. 3, pages 156–158, Mar 1986.





# Liste des publications et conférences de l'auteur liées à ce travail

## Revue scientifique avec comité de lecture

- 1. Coherent combining efficiency in strongly saturated divided-pulse amplification systems**  
Florent Guichard, **Loïc Lavenu**, Marc Hanna, Yoann Zaouter et Patrick Georges  
Optics Express, volume 24, pages 25329-25336 (2016)
- 2. High-energy few-cycle Yb-doped fiber amplifier source based on a single nonlinear compression stage**  
**Loïc Lavenu**, Michele Natile, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Éric Mottay et Patrick Georges  
Optics Express, volume 25, pages 7530-7537 (2017)
- 3. Nonlinear temporal compression in multipass cells : theory**  
Marc Hanna, Xavier Délen, **Loïc Lavenu**, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Frédéric Druon et Patrick Georges  
Journal of the Optical Society of America B, volume 34, pages 1340-1347 (2017)
- 4. Spatio-spectral structures in high harmonic generation driven by tightly focused high repetition rate lasers**  
Aura Inés Gonzalez, Gaëtan Jargot, Philippe Rigaud, **Loïc Lavenu**, Florent Guichard, Antoine Comby, Thierry Auguste, Olivier Sublemontier, Michel Bougeard, Yoann Zaouter, Patrick Georges, Marc Hanna et Thierry Ruchon  
Journal of the Optical Society of America B, volume 35, A6-A14 (2018)
- 5. Nonlinear pulse compression based on a gas-filled multipass cell**  
**Loïc Lavenu**, Michele Natile, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Xavier Délen, Marc Hanna, Éric Mottay et Patrick Georges  
Optics Letter, volume 43, pages 2252-2255 (2018)
- 6. Self-compression in a multipass cell**  
Gaëtan Jargot, Nour Daher, **Loïc Lavenu**, Xavier Delen, Nicolas Forget, Marc Hanna et Patrick Georges  
Optics Letter, volume 43, pages 5643-5646 (2018)
- 7. High-power two-cycle ultrafast source based on hybrid nonlinear compression**  
**Loïc Lavenu**, Michele Natile, Florent Guichard, Xavier Délen, Marc Hanna, Yoann Zaouter et Patrick Georges

Optics Express, volume 27, pages 1958-1967 (2019)

## Congrès internationaux

- 1. Ultrashort 34 fs, 50  $\mu$ J fiber source through nonlinear compression in hypocycloid core Kagome fiber**  
Florent Guichard, **Loïc Lavenu**, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Quentin Mocaer, Guillaume Machinet, Benoit Debord, Frédéric Gérôme, Clemens Hönninger, Éric Mottay, Fetah A. Benabid et Patrick Georges  
The 5th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS 16), 2016, Yokohama, Japan
- 2. Concepts for industrial femtosecond lasers around 100-fs**  
Martin Delaigue, Florent Guichard, Julien Nillon, Clemens Hönninger, **Loïc Lavenu**, Guillaume Machinet, Franck Morin, Yoann Zaouter, Eric P. Mottay  
Photonics West, 2017, San Francisco, USA
- 3. Generation of few cycle pulses from a bandwidth optimized high energy Yb-doped fiber laser source**  
**Loïc Lavenu**, Michele Natile, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Éric Mottay et Patrick Georges  
European Conference on Lasers and Electro-Optics and European Quantum Electronics Conference (CLEO Europe), 2017, Munich, Allemagne, papier CJ.3.4.
- 4. Few cycle pulse generation from a bandwidth optimized high energy Yb-doped fiber laser source**  
**Loïc Lavenu**, Michele Natile, Florent Guichard, Quentin Mocaer, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Éric Mottay et Patrick Georges  
The 6th Advanced Lasers and Photon Sources (ALPS17), 2017, Yokohama, Japan
- 5. Few cycle pulse generation from a bandwidth optimized high energy Yb-doped fiber laser source**  
**Loïc Lavenu**, Michele Natile, Florent Guichard, Quentin Mocaer, Yoann Zaouter, Marc Hanna, Éric Mottay et Patrick Georges  
Pacific Rim Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO/Pacific Rim 2017), 2017, Singapore
- 6. High photon flux XUV source driven by few cycle pulses from a bandwidth-optimized high energy Yb-doped fiber amplifier at 1.03  $\mu$ m**  
Aura Inés González, **Loïc Lavenu**, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Patrick Georges, Marc Hanna et Thierry Ruchon  
Conference on Lasers and Electro-Optics, 2018, San Jose, USA, papier Th1.3
- 7. Nonlinear pulse compression of Yb-doped fiber source in a gas-filled multi-pass cell**  
**Loïc Lavenu**, Michele Natile, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Xavier Délen, Marc Hanna, Éric Mottay et Patrick Georges  
Europhoton, 2018, Barcelone, Espagne.
- 8. High-efficiency two-cycle ultrafast source based on hybrid nonlinear compression**  
**Loïc Lavenu**, Marc Hanna, Michele Natile, Florent Guichard, Yoann Zaouter, Xavier Délen, Éric Mottay et Patrick Georges  
Photonics West 2019, San Francisco, USA, papier 10908-38

## Dépôt de Brevet

1. **Système et procédé de compression d'impulsions lumineuses brèves ou ultra-brèves et système laser à impulsions lumineuses associé**

Yoann Zaouter, Florent Guichard, Loic Lavenu, Marc Hanna

Numéro de dépôt 1859397, déposé le 10/10/2018 par Amplitude Laser Group, CNRS





**Titre :** Source laser à fibre dopée Yb de haute énergie délivrant des impulsions de quelques cycles optiques

**Mots clés :** Laser, Femtoseconde, Ytterbium, Compression non-linéaire, Capillaire, Cellule Multi-passage

**Résumé :** Les lasers femtoseconde à fibre dopée Yb sont aujourd'hui largement utilisés dans le domaine industriel parce que leur puissance moyenne est élevée. Cela permet d'accélérer les processus de fabrication. Cependant, les lasers à cristaux dopés Ti:Sa dominant dans les applications scientifiques parce que la durée d'impulsion est souvent le critère principal. Ces derniers produisent des impulsions d'une durée inférieure à 30 fs alors que les lasers à fibre dopée Yb, limités par la bande de gain du milieu amplificateur, ne génèrent que des durées de 300 fs.

Cette thèse a permis de démontrer la génération, en sortie d'amplificateur à fibre dopée ytterbium, d'impulsion à haute énergie de quelques cycles optiques. Pour ce faire, la durée des impulsions est d'abord réduite en sortie d'amplificateur grâce à l'optimisation de l'architecture laser par façonnage spectral avant amplificateur de puissance afin de limiter l'impact du rétrécissement spectral par le gain. Cette technique permet de générer des impulsions de 130 fs.

Afin d'obtenir des durées encore plus courtes, une seconde technique de réduction de la durée des im-

pulsions est utilisée après le laser utilisant l'auto-modulation de phase. Le milieu non-linéaire le plus courant utilisé pour des lasers de haute énergie est le capillaire rempli de gaz. L'utilisation de ce milieu nous permet de générer des durées d'impulsions de 15 fs mais est limité par son encombrement et sa transmission.

Un deuxième schéma de compression non-linéaire est étudié afin de dépasser cette limitation : la Cellule Multi-Passage. L'utilisation de ce type d'architecture permet effectivement d'atteindre des transmissions très élevées mais la contrainte sur le traitement des miroirs de la cellule limite le facteur de compression.

Pour générer des durées d'impulsions de quelques cycles optiques, nous avons donc proposé de combiner les deux architectures étudiées en utilisant les avantages de chacune, permettant ainsi générer des impulsions de 2 cycles optiques (6.8 fs). Cette architecture globale permet la création de sources d'impulsions de haute énergie et de très courtes durées compactes et efficaces.

**Title :** Few-cycles high energy Yb-doped fiber amplifier system

**Keywords :** Laser, Femtosecond, Ytterbium, Nonlinear compression, Capillary, Multi-Pass Cell

**Abstract :** Femtosecond Yb-doped fiber lasers are commonly used in industry because of their high average power. This permits to increase the speed of fabrication processes. However, in scientific applications, the vast majority of high-intensity physics experiments are nowadays driven using Ti:Sapphire lasers. The key point in these applications is often the pulse duration and Ti:Sapphire lasers typically generate 30 fs pulses whereas Yb-doped fiber lasers generate only 300 fs pulses because of gain narrowing. In this thesis, we have sought to generate few-cycle pulses (<10fs) from Yb-doped fiber lasers. First, we optimize the laser architecture by using spectral amplitude shaping in order to counterbalance gain narrowing. This allows to generate 130 fs pulse duration.

To obtain even shorter pulses we added a nonlinear compression set-up after the laser, based on self-phase modulation. For high energy, the most com-

monly used nonlinear medium is gas-filled capillaries. This set-up allows us to generate 15 fs pulse duration. Nevertheless the transmission of the set-up is limited to 50 %.

A second scheme is studied which overcomes this limitation: the gas-filled Multi-Pass Cell. We experimentally demonstrate for the first time nonlinear compression of a high-energy Yb-doped fiber source in this novel implementation. The use of this architecture permits to reach high transmission but the compression factor at the output of the set-up is limited by the mirror coatings.

To produce few-cycles pulse duration, we combine the two aforementioned schemes, allowing the generation of two-cycle (6.8 fs) pulse duration with a high overall transmission. This global architecture will enable a new generation of high-energy compact few-cycle laser sources.

