



**HAL**  
open science

# Développement de sources lasers femtosecondes ytterbium à très haute cadence et applications

Guillaume Machinet

► **To cite this version:**

Guillaume Machinet. Développement de sources lasers femtosecondes ytterbium à très haute cadence et applications. Physique [physics]. Université Sciences et Technologies - Bordeaux I, 2013. Français. NNT : 2013BOR14999 . tel-01470350

**HAL Id: tel-01470350**

**<https://theses.hal.science/tel-01470350>**

Submitted on 17 Feb 2017

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

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

# THÈSE



PRÉSENTÉE A

## L'UNIVERSITÉ BORDEAUX 1

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGENIEUR

Guillaume MACHINET

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : Lasers, Matières et Nanosciences

### **Développement de sources lasers femtosecondes ytterbium à très haute cadence et applications.**

Directeur de recherche : Eric Cormier  
(co-directeur : Fabrice LACROIX)

Soutenue le : 03 Juillet 2013

Devant la commission d'examen formée de :

M. CANIONI, Lionel	Professeur	LOMA, Bordeaux	Président
Mme LEBLANC, Catherine	Ingénieur de Recherche	LULI, Palaiseau	Rapporteur
M. BALEMBOIS, François	Professeur	IOGS, Palaiseau	Rapporteur
M. HIDEUR, Ammar	Maître de Conférences	CORIA, Rouen	Examineur
M. ADAM, Philippe	Responsable Photonique	DGA, Paris	Invité
M. LACROIX, Fabrice	Ingénieur d'études	ISL, Saint-Louis	Co-encadrant
M. CORMIER, Éric	Professeur	CELIA, Talence	Directeur de thèse

# **Titre : Développement de sources lasers femtosecondes ytterbium à très haute cadence et applications.**

## **Résumé :**

Ce travail de thèse est consacré au développement de sources lasers femtosecondes à haute cadence, de forte puissance moyenne ( $>10$  W) avec des énergies supérieures à  $100 \mu\text{J}$ . Ce type de sources est primordial pour le développement d'applications industrielles variées (micro-usinage athermique, chirurgie oculaire, ...) ainsi qu'en recherche fondamentale pour l'étude de l'interaction laser matière.

Après un chapitre d'introduction sur l'état de l'art des chaînes lasers de forte puissance moyenne à base de matériaux dopés ytterbium, la réalisation d'une chaîne laser de forte puissance moyenne compacte à base de fibre photonique microstructurée à large aire modale sera présentée. Il sera notamment démontré les principales limitations en terme d'énergie et de puissance moyenne. D'une part, le fort confinement de l'impulsion lumineuse dans le cœur de la fibre favorise l'accumulation d'effets non-linéaires lors de l'amplification et détériore la qualité de l'impulsion. D'autre part, en raison du diamètre de cœur important ( $> 70 \mu\text{m}$ ) choisit pour lutter contre l'effet précédent, le guidage du mode fondamental  $\text{TEM}_{00}$  de ces fibres est très critique et devient sensible à la charge thermique interne à la fibre.

Cette source laser a été utilisée dans le cas de deux applications bien spécifiques : le perçage de plaques d'acier épaisses pour une finalité de déminage (relatif au cadre du financement de cette thèse par la Direction Générale de l'Armement) et à la génération d'harmoniques d'ordres élevées à très haute cadence (relatif au domaine d'expertise du CELIA). Ces deux applications sont traitées au cours du troisième chapitre.

A la vue des limitations observées et afin de disposer de chaînes lasers plus énergétiques et offrant des durées d'impulsions encore plus courtes, une nouvelle architecture d'amplification a été proposée : le pompage forte brillance de matériaux dopés Ytterbium. Ce concept présenté dans le dernier chapitre utilise le développement de sources fibrées monomodes continues émettant à  $976 \text{ nm}$ . Cette architecture d'amplification a été utilisée afin de réaliser d'une part un oscillateur sub-70 fs et de forte puissance moyenne ( $>2,3 \text{ W}$ ) à une cadence de  $73 \text{ MHz}$  et d'autre part : un amplificateur type « booster » à fort gain. Deux expériences qui ont été réalisées avec des cristaux d' $\text{Yb:CaF}_2$ . Ce matériaux présente en effet l'avantage d'avoir un très large spectre d'émission ( $>60 \text{ nm}$ ) propice à la génération et amplification d'impulsions femtosecondes mais aussi d'être « compatible » avec les chaînes de très forte puissance grâce à sa très bonne conductivité thermique.

**Mots clés :** Laser femtoseconde, Impulsions ultra-brèves, Laser de puissance, Laser à fibres, Laser à solides, Matériaux dopés Ytterbium, Pompage forte brillance, Génération d'harmoniques XUV, Micro-usinage par laser femtoseconde, Amplificateur paramétrique optique.

## **Title : High repetition rate femtosecond ytterbium lasers and applications.**

### **Abstract :**

This work concerns the development of high repetition rate femtosecond lasers with high average power ( $>10$  W) and energies in excess of  $100 \mu\text{J}$ . Such lasers are paramount for the development of new industrial applications (athermal micro-drilling, eye surgery, ...) and for fundamental research on high repetition rate laser matter interaction studies.

After a brief introduction and the state of the art summary on high-average power femtosecond laser with ytterbium doped materials, a compact high-average power femtosecond laser with a large mode area microstructured rod type amplifier will be presented. It will browse the main limitations in terms of energy and average power. Limitations are mainly due to the strong confinement of the electric field propagating in the fibre core leading to non-linear effects accumulated during the amplification. On the other hand, for larger core diameter ( $> 70 \mu\text{m}$ ), the fundamental mode guiding ( $\text{TEM}_{00}$ ) is very weak and thus very sensitive to the internal thermal load of the fibre.

This laser source has been used in two specific applications: athermal drilling of thick stainless steel plate for mine-clearing (an application of interest for the Direction Générale de l'Armement) and High order Harmonics Generation at high repetition rate (related to CELIA activities). These two applications are presented in the third chapter.

In order to stretch the limits and generate more energetic and a shorter pulse, a new amplification scheme has been proposed, namely high brightness optical pumping of ytterbium doped materials. This concept presented in the last chapter benefits from the development of high average power single-mode fibre lasers source emitting at  $976 \text{ nm}$ . This amplification scheme allowed us to realize a high average power Kerr-lens oscillator delivering pulses with a pulse duration below than  $70 \text{ fs}$  and an average power of  $2.3 \text{ W}$  at a repetition rate of  $73 \text{ MHz}$ . In a second phase, we also developed a « booster » amplifier with a high single- pass-gain. These two results have been obtained by using Yb-doped  $\text{CaF}_2$  crystals. This material presents the advantage to have a very broad emission bandwidth ( $> 60 \text{ nm}$ ) suitable to generate and amplify femtosecond pulses and to be compatible with high average power laser due to his very good thermal conductivity.

**Keywords :** Femtosecond laser, High average power laser, Fibre laser, Solid state laser, Ytterbium doped materials, High brightness pumping, XUV harmonics generation, Micro-hole drilling with femtosecond laser, Optical Parametric Amplifier.









# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>1 Généralités et État de l'art des lasers femtosecondes de forte puissance moyenne à fibres dopées Ytterbium</b>	<b>9</b>
1.1 Généralités sur les matériaux dopés à l'Ytterbium	11
1.1.1 L'Ytterbium, un matériau au passé indécis	11
1.1.2 Propriétés spectroscopiques	12
1.1.2.1 La famille des lanthanides	12
1.1.2.2 Diagramme énergétique de l'ion Ytterbium	13
1.1.2.3 Sections efficaces d'absorption et d'émission	15
1.1.2.4 Effets parasites	17
1.1.3 Propriétés laser	19
1.1.3.1 Équations d'évolution des populations	19
1.1.3.2 Saturation de l'absorption	23
1.1.3.3 Réabsorption	23
1.2 Géométries pour un fonctionnement à forte puissance moyenne	24
1.2.1 Technologie "Thin-Disk"	26
1.2.2 Technologie Innoslab	27
1.2.3 Technologie des fibres	28
1.2.4 Technologie fibre cristalline	31
1.3 Lasers fibrés femtosecondes de forte puissance moyenne	32
1.3.1 Lasers impulsionnels femtosecondes	32
1.3.1.1 Génération d'impulsions brèves	32
1.3.1.2 Formalisme mathématique	35
1.3.1.3 Caractérisation des impulsions brèves	40
1.3.2 Propagation d'une impulsion femtoseconde dans les fibres optiques : effets linéaires et non-linéaires	43
1.3.2.1 Équation de propagation non-linéaire de Schrödinger	43
1.3.2.2 Les effets linéaires	43
1.3.2.3 Les effets non-linéaires	47
1.3.2.4 Résolution par la méthode de Split Step Fourier	50

1.3.3	Amplification à dérive de fréquences . . . . .	50
1.3.4	Vers des chaînes lasers de plus en plus intenses : état de l'art des lasers fibrés dopés Ytterbium . . . . .	55
1.3.4.1	Technologie des fibres microstructurées : vers des fibres monomodes de plus gros coeur pour plus d'énergie . . . . .	55
1.3.4.2	État de l'art des chaînes lasers fibrés en régime d'amplification à dérive de fréquences . . . . .	62
<b>2</b>	<b>Laser à fibre femtoseconde énergétique et de forte puissance moyenne et applications</b>	<b>73</b>
2.1	Développement d'une chaîne laser femtoseconde fibrée énergétique et de forte puissance moyenne . . . . .	74
2.1.1	Cahier des charges . . . . .	74
2.1.2	Simulation architecture laser . . . . .	74
2.1.2.1	Architecture laser proposée . . . . .	74
2.1.2.2	Simulations architecture laser . . . . .	77
2.1.2.3	Amplificateur principal extracteur d'énergie : fibre barreau 80/200 NKT photonics . . . . .	78
2.1.2.4	Amplificateur à fort gain : fibre microstructurée 40/200 NKT photonics . . . . .	80
2.1.3	Travail autour de la préparation des fibres microstructurées . . . . .	81
2.1.3.1	Préparation des fibres . . . . .	81
2.1.3.2	Procédure d'injection . . . . .	84
2.1.4	Performances obtenues . . . . .	85
2.1.5	Limitations observées . . . . .	88
2.1.6	Conclusion . . . . .	90
2.2	Application au déminage par perçage athermique . . . . .	91
2.2.1	Problématique . . . . .	91
2.2.2	Transport d'impulsions femtosecondes énergétiques par fibre kagomé . . . . .	93
2.2.2.1	Les fibres Kagomés . . . . .	93
2.2.2.2	Dispositif expérimental . . . . .	93
2.2.2.3	Résultats obtenus . . . . .	95
2.2.2.4	Bilan et discussions . . . . .	98
2.2.3	Perçage à haute cadence de plaques d'acier épaisses . . . . .	98
2.2.3.1	Ablation femtoseconde athermique de cibles solides . . . . .	98
2.2.3.2	État de l'art sur le perçage de plaques fines d'acier à haute cadence . . . . .	100
2.2.3.3	Perçage de plaques d'acier de 2 mm d'épaisseur : bilan expériences préliminaires . . . . .	102
2.2.3.4	Caractérisation du panache par expérience pompe-sonde . . . . .	106
2.2.3.5	Bilan . . . . .	111
2.3	Application à la génération d'harmoniques d'ordres élevés à haute cadence . . . . .	111
2.3.1	Théorie et principe . . . . .	113
2.3.1.1	Modèle classique en trois étapes . . . . .	115

2.3.1.2	Aspect macroscopique . . . . .	118
2.3.1.3	Paramètres de l'émission harmonique . . . . .	119
2.3.2	Dispositif expérimental . . . . .	121
2.3.3	Résultats théoriques . . . . .	122
2.3.4	Résultats expérimentaux . . . . .	124
2.3.4.1	Génération d'Harmoniques avec un capillaire . . . . .	124
2.3.4.2	Génération d'Harmoniques avec une cellule . . . . .	125
2.3.4.3	Mesure du flux de photons . . . . .	126
2.3.5	Bilan . . . . .	126
<b>3</b>	<b>Vers des impulsions plus énergétiques et plus courtes : le pompage forte brillance</b>	<b>133</b>
3.1	Concept du pompage forte brillance . . . . .	135
3.1.1	Introduction . . . . .	135
3.1.2	Le milieu à gain $Yb : CaF_2$ . . . . .	136
3.1.2.1	Propriétés spectroscopiques . . . . .	136
3.1.2.2	Propriétés thermomécaniques . . . . .	137
3.1.3	Concept du pompage forte brillance . . . . .	137
3.2	Développement de pompes monomodes de forte puissance moyenne émettant à 976 nm . .	140
3.2.1	État de l'art des sources monomodes émettant à 976 nm . . . . .	140
3.2.1.1	Laser solide titane saphir . . . . .	140
3.2.1.2	Diodes laser . . . . .	141
3.2.1.3	OPSL . . . . .	141
3.2.1.4	Lasers à base de matériaux Yb . . . . .	142
3.2.1.5	Lasers à fibres LMA dopées Yb . . . . .	142
3.2.2	Simulations de la génération d'un rayonnement à 976 nm dans les fibres double gaines dopées Ytterbium . . . . .	145
3.2.2.1	Effet de longueur de fibre . . . . .	145
3.2.2.2	Effet de la puissance de pompe . . . . .	147
3.2.2.3	Réinjection de la pompe et de l'ASE co-propageant . . . . .	148
3.2.3	Architectures lasers à 976 nm réalisées . . . . .	149
3.2.3.1	Configuration laser haute puissance . . . . .	149
3.2.3.2	Configuration demi-cavité . . . . .	152
3.2.3.3	Configuration MOPA . . . . .	153
3.3	Amplificateur "booster" $Yb : CaF_2$ à fort gain . . . . .	156
3.3.1	Dispositif expérimental . . . . .	156
3.3.2	Résultats . . . . .	157
3.3.2.1	Gain petit signal . . . . .	157
3.3.2.2	Mesure de la dépolarisation . . . . .	159
3.3.3	Bilan et discussion . . . . .	161
3.4	Oscillateur $Yb : CaF_2$ ultracourt et de forte puissance moyenne. . . . .	162
3.4.1	État de l'art des oscillateurs femtosecondes Ytterbium . . . . .	162
3.4.2	Principe du verrouillage à lentille de Kerr appliqué à l' $Yb : CaF_2$ . . . . .	164

3.4.3	Dispositif expérimental . . . . .	166
3.4.4	Résultats . . . . .	169
3.4.4.1	Performances laser . . . . .	169
3.4.4.2	Passage du régime continu au régime impulsionnel . . . . .	170
3.4.4.3	Post-compression extra-cavité . . . . .	174
3.4.4.4	Stabilité en puissance et accordabilité . . . . .	176
3.4.5	Discussions et perspectives . . . . .	177
<b>Conclusion</b>		<b>183</b>
<b>Publications</b>		<b>187</b>
<b>A Source amplifiée de 2 cycles optiques à 2 <math>\mu\text{m}</math> à 100 kHz</b>		<b>191</b>
A.1	Intérêts d'une source "few cycle" . . . . .	191
A.1.1	Génération d'impulsions attosecondes uniques . . . . .	191
A.1.2	Production d'impulsions laser infrarouges de quelques cycles optiques . . . . .	195
A.1.3	Quelques propriétés sur l'amplification paramétrique optique . . . . .	196
A.2	Dispositif expérimental . . . . .	201
A.2.1	Configuration idéale . . . . .	201
A.2.2	Configuration réalisée . . . . .	202
A.2.3	Stabilisation passive de la phase . . . . .	204
A.3	Résultats obtenus . . . . .	204
A.3.1	Caractéristiques spectrales . . . . .	204
A.3.2	Domaine temporel : recompression . . . . .	205
A.4	Bilan . . . . .	206
<b>B Sources fibrées énergétiques et femtosecondes émettant à 976 nm</b>		<b>209</b>
B.1	Intérêts . . . . .	209
B.2	Technique de verrouillage de modes . . . . .	210
B.3	Les différents régimes d'oscillateurs . . . . .	213
B.4	Oscillateur à dispersion normale compacte par rotation de polarisation non-linéaire . . . . .	216
B.5	Oscillateur à dispersion normale de forte énergie . . . . .	220
B.6	Bilan . . . . .	224
<b>C Génération de sources intenses et de forte puissance moyenne à 976 nm pour le doublement de fréquence</b>		<b>227</b>
C.1	Amplification en régime de compression spectrale . . . . .	227
C.1.1	Pourquoi le régime de compression spectrale? . . . . .	227
C.1.2	Dispositif expérimental . . . . .	230
C.1.3	Résultats . . . . .	231
C.2	Application au doublage en fréquence . . . . .	234
C.3	Bilan et perspectives . . . . .	235

# Table des figures

1	Premier laser développé par Theodore Maiman en 1960. . . . .	1
2	Schéma de la chambre d'interaction des 240 faisceaux lasers du laser Mégajoule situé au Barp en Gironde (France). . . . .	2
3	Comparaison entre un perçage par laser femtoseconde (à gauche) et nanoseconde (à droite). . . . .	2
4	Photographie d'un cristal de saphir dopés aux ions titane. . . . .	3
5	Image de différents types de diodes : Stack de diode à gauche, Diode mono-émetteurs couplés dans une fibre à droite. . . . .	4
6	Fibre microstructurée de type barreau commercialisée par la compagnie NKT Photonics. . . . .	5
1.1	De l'Ytterbium pur sous forme métallique. . . . .	11
1.2	Représentation (spectres d'absorption et d'émission) des principaux matériaux utilisés pour le développement de sources lasers. Les zones orangées représentent les domaines spectraux où les diodes lasers sont développées. . . . .	12
1.3	Exemples de sources de pompage fibrées émettant à 976 nm de différentes compagnie. De gauche à : droite Dilas, IPG, QPC. . . . .	12
1.4	Représentation schématique de la couche 4f. . . . .	14
1.5	Effet de la température et de l'insertion d'un ion $Yb^{3+}$ dans une matrice. . . . .	14
1.6	Diagramme énergétique et peuplement thermique de l'ion $Yb^{3+}$ dans une fibre germano-silicate. . . . .	15
1.7	Sections efficaces d'absorption et d'émission de l' $Yb^{3+}$ dans de silice fondue [11]. . . . .	16
1.8	Luminescence coopérative dans une fibre optique dopée Yb (à gauche) et dans un cristal d' $Yb : CaF_2$ . . . . .	17
1.9	A gauche : Spectre d'absorption d'une fibre à large aire modale sensible au photodarkening. Le spectre rouge représente le spectre d'absorption au début du test de la fibre. Les autres courbes orange, verte et bleue représentent respectivement le spectre d'absorption de la même fibre après 7 min, 15 min et 100 min d'utilisation. A droite : Transmission des signaux à 633 nm et 1064 nm en fonction du temps d'exposition de la pompe [13]. . . . .	18



1.10	Taux d'inversion de transparence dans une fibre en silice en fonction de la longueur d'onde laser. . . . .	21
1.11	Évolution du gain en fonction de la longueur d'onde laser pour différents taux d'inversion de population. . . . .	21
1.12	Taux d'inversion en fonction de l'intensité de pompe pour une longueur d'onde de pompe de 976 nm pour l'Yb :Verre. . . . .	24
1.13	Différents types de géométries permettant une bonne gestion de la chaleur. . . . .	25
1.14	Principe de fonctionnement d'un laser à disque mince. (Au centre, laser 8 kW de Trumpf, A droite, la version 16 kW). . . . .	26
1.15	(a) Vue schématique d'un amplificateur Innoslab [29]. L'épaisseur du cristal dans le plan perpendiculaire à la figure est très faible et le pompage s'effectue radialement. MP : miroir parabolique. (b) Innoslab de 400 W [28]. . . . .	28
1.16	Structure et principe d'une fibre monomode. . . . .	29
1.17	Principe de fonctionnement d'une fibre à double gaine. . . . .	30
1.18	Évolution longitudinale de la puissance de pompe pour différentes formes de gaine de pompe : (a) cercle, (b) forme en D, (c) cercle coupé, (d) rectangle, (e) rectangle tronqué, (f) "fleur" et (g) rectangle à deux faces arrondies [40]. . . . .	31
1.19	Schéma de principe d'une fibre cristalline. . . . .	32
1.20	Représentation schématique des modes actifs d'une cavité laser. . . . .	33
1.21	Instabilités du régime continu. . . . .	34
1.22	Principe de formation d'une impulsion brève dans une cavité laser. . . . .	34
1.23	Mise en phase des modes longitudinaux d'une cavité laser pour la génération d'impulsions ultracourtes. . . . .	34
1.24	Sections efficaces d'émission de différents matériaux dopés $Yb^{3+}$ . . . . .	35
1.25	Représentation mathématique d'une impulsion laser dont l'enveloppe du champ électrique est soit une gaussienne soit une sécante hyperbolique. . . . .	36
1.26	Champ électrique (figure a) et intensité du champ (figure b) concernant des impulsions de 30 fs à 1030 nm. . . . .	37
1.27	Relation de la description du champ électrique dans l'espace temporel et l'espace fréquentiel. . . . .	37
1.28	Évolution de la largeur spectrale nécessaire à la production d'impulsions courtes en fonction de la longueur d'onde (A gauche). Evolution de la durée d'une impulsion à 1030 nm en fonction de la largeur spectrale (A droite). . . . .	38
1.29	Évolution d'un faisceau gaussien et de ses caractéristiques spatiales. . . . .	39
1.30	Principe de fonctionnement d'un autocorrélateur multi-coups en configuration non-colinéaire. . . . .	41
1.31	Trace du profil en intensité d'une impulsion et la trace de l'autocorrélation correspondante. . . . .	41
1.32	Principe de fonctionnement d'un FROG. . . . .	42

1.33	Atténuation dans une fibre en silice en fonction de la longueur d'onde. . . . .	44
1.34	Effets de dispersion en régime normal et anormal. . . . .	45
1.35	Effets de la dispersion du guide sur le zéro de dispersion. (SMF : Single Mode Fiber, DFF : Dispersion-Flattened Fiber, DSF : Dispersion-Shifted Fiber, NZDF : Non-Zero Dispersion-Shifted Fiber. . . . .	47
1.36	Effet de l'auto-modulation de phase pour une impulsion gaussienne. . . . .	48
1.37	Décalage en fréquence du spectre Raman dans la silice [50]. . . . .	49
1.38	Aperçu du logiciel Fiberdesk utilisé dans le cadre de la thèse pour simuler les effets linéaires et non-linéaires lors de l'amplification dans une fibre optique.(www.fiberdesk.com). . . . .	51
1.39	Seuil de dommage de la silice fondue en fonction de la durée d'impulsion pour des longueurs d'onde de 1053 nm et 825 nm. (Stuart PRB 53, 1996) . . . . .	51
1.40	Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquences (CPA). . . . .	52
1.41	Photo de CVBGs commercialisés par la société Optigrate. . . . .	53
1.42	Principe de fonctionnement d'un compresseur à réseaux en réflexion. . . . .	54
1.43	Principe de fonctionnement d'un étireur à réseaux ici en réflexion (a). (b) Configuration repliée et alignement des passages dans la lentille. . . . .	55
1.44	A gauche : Fibre à coeur hélicoïdale. A droite : Fibre à coeurs couples (Chirally Coupled Fiber. . . . .	57
1.45	Fibre microstructurée à coeur creux. . . . .	57
1.46	Représentation schématique d'une fibre microstructurée avec la taille et l'espacement entre les trous d'air. . . . .	58
1.47	Images obtenues par microscopie à balayage (MEB) de différentes fibres microstructurées. (A) Fibre infiniment monomode à coeur solide.(B) Champ lointain du mode excité de la fibre (A) par une lumière rouge et verte. (C) Fibre microstructurée biréfringente. (D) Fibre à petit coeur à 800 nm pour de très forte non-linéarités et un zéro de dispersion centré à 560 nm. (E) Première fibre à bande interdite. (F)Champ proche fibre. (G)...(I) Fibre Kagomé qui guide une lumière blanche. . . . .	58
1.48	Schéma de principe de la composition d'une fibre microstructurée. . . . .	59
1.49	Technique d'empilement des capillaires ou "stack and draw". . . . .	60
1.50	Instrumentation pour réaliser la MCVD. . . . .	61
1.51	Principe de fonctionnement d'une tour de fibrage. . . . .	62
1.52	Architecture laser proposée par Roser et al. [73]. . . . .	63
1.53	Architecture laser proposée par Eidam et al. [75]. . . . .	64
1.54	Architecture laser utilisant la combinaison cohérence passive [77]. . . . .	65
2.1	Schéma de la chaîne laser CPA fibrée FEMTO+ développée. . . . .	75

2.2	Image de la partie amplificatrice de la chaîne FCPA. . . . .	76
2.3	Réseau de diffraction diélectrique en réflexion fabriqué par la compagnie "Plymouth Gratings Laboratory". . . . .	77
2.4	Efficacité en transmission du compresseur en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur principal. . . . .	77
2.5	Effet de la puissance d'entrée sur la puissance en sortie d'amplificateur pour une puissance de pompe de 160 W et une longueur de fibre de 1,2 m. . . . .	79
2.6	Effet de la longueur de fibre sur l'efficacité de l'amplificateur. La courbe bleue représente l'évolution de la puissance du signal alors que la courbe rouge représente l'évolution de la puissance de pompe. . . . .	79
2.7	Puissance en sortie d'amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour différentes puissances du signal. . . . .	80
2.8	Procédé de la fusion de l'extrémité d'une fibre microstructurée. Utilisation de la 3SAE d'ALPhANOV. . . . .	82
2.9	Clivage d'une fibre 40/200 en utilisant la 3SAE. A gauche : Après clivage. A droite : Une fibre dont le coeur a explosé avant fusion et clivage. (Source ALPhANOV) . . . . .	82
2.10	Fusion d'une fibre barreau. A gauche : fibre contenant des impuretés. A droite : fibre saine et fusion parfaite. (Source ALPhANOV) . . . . .	83
2.11	Principe du end-cap déposé sur le bout de la fibre. . . . .	83
2.12	Banc $CO_2$ réalisé par ALPhANOV pour permettre la soudure d'un "end-cap". . . . .	83
2.13	Adaptateur de mode et combineur de pompe pour la soudure d'une fibre amplificatrice de type 40/200. Source <a href="http://www.nktphotonics.com">www.nktphotonics.com</a> . . . . .	85
2.14	Caractéristiques de l'amplificateur de puissance en fonction de la puissance de pompe pour différentes puissances de signal injecté. . . . .	86
2.15	Trace autocorrélation chaotique obtenue à 200 $\mu J$ . . . . .	87
2.16	Simulations de l'amplificateur rod en configuration double passage : 100 kHz (à gauche) et 1 MHz (à droite). . . . .	87
2.17	Spectres obtenus en sortie d'oscillateur, à la puissance maximale à 1MHz et à énergie maximale à 100 kHz. En insert la qualité spatiale obtenue à 25 W de puissance à 100 kHz. . . . .	88
2.18	Trace d'autocorrélation des durées les plus courtes obtenues à 100 kHz (20 W) et 1 MHz (60 W). . . . .	89
2.19	Battement spatial entre les modes d'ordres supérieurs observés pour une puissance de pompe voisine de 180 W, soit 75 W de signal amplifié à 1 MHz. . . . .	89
2.20	Images de différentes fibres obtenues au microscope. (a) Fibre à saut d'indice de $6\mu m$ de coeur ; (b) Fibre Rod PCF avec un diamètre de $85\mu m$ . (c) Fibre large pitch avec un diamètre de coeur de $135\mu m$ et de air-clad de $425\mu m$ [5]. . . . .	90

2.21	Structure d'un engin explosif. . . . .	91
2.22	Exemple de la neutralisation d'explosifs par combustion lente, réalisée à l'ISL. . . . .	92
2.23	Images MEB de différentes fibres Kagomés avec des diamètres de coeur de plus en plus grand. . . . .	94
2.24	Dispositif experimental mis en place pour caractériser la fibre Kagomé utilisée. . . . .	94
2.25	Pertes linéiques de la fibre kagomé utilisée. . . . .	95
2.26	Qualité spatiale du mode en sortie de fibre pour deux puissances différentes. 5 W à gauche et 10 W à droite. . . . .	95
2.27	Stabilité de la polarisation en fonction de la puissance moyenne. . . . .	96
2.28	Autocorrélations associées pour différentes puissances obtenues en sortie de fibres. . . . .	97
2.29	Essais d'ablation sur différents matériaux : (a) Laiton,(b)Acier ,(c) Cuivre et (d) Aluminium. . . . .	97
2.30	Taux d'ablation en fonction de l'énergie incidente sur la cible pour les différents matériaux utilisés. . . . .	97
2.31	Dynamique de l'ablation d'une cible solide métallique : avec une impulsion nanoseconde (à gauche) et une impulsion femtoseconde (à droite). . . . .	99
2.32	Panache observé lors d'un perçage par cercles concentrique sur de l'acier XC 18. . . . .	100
2.33	Nombre d'impulsions moyen pour percer une plaque d'acier (Fe/Cr18Ni10) de 500 $\mu m$ d'épaisseur en fonction du taux de répétition, pour différentes énergies et durées d'impulsions [23]. . . . .	101
2.34	Photo MEB d'un trou réalisé sur une plaque d'acier d'épaisseur 500 $\mu m$ avec une énergie de 30 $\mu J$ à une cadence de 100 kHz (a) et 400 kHz (b) [23]. . . . .	102
2.35	Effet de la vitesse de translation de la tête galvanométrique sur la profondeur et largeur du matériau ablaté. . . . .	103
2.36	Schéma du dispositif expérimental utilisé lors de la première campagne d'usinage. . . . .	104
2.37	Résultats obtenus lors de la première campagne sur le perçage de plaques d'acier XC18 épaisses : 1 mm d'épaisseur (à gauche) et 2 mm d'épaisseur (à droite). . . . .	105
2.38	Température maximale obtenue durant l'usinage de la plaque d'acier d'épaisseur 1 mm. . . . .	105
2.39	Image du panache créé par ablation laser femtosecondes sur une cible d'acier. La flèche représente la direction du faisceau laser créant l'ablation.(a) Position arbitraire sans panache.(b) Début formation du panache. (c) Panache après 0,66 ms. (d) Panache après 1,36 ms. . . . .	106
2.40	Vue de côté du panache créé par ablation laser femtosecondes sur une cible d'acier.(a) Position arbitraire sans panache.(b) Début formation du panache. (c) Panache après 0,66 ms. (d) Panache après 1,36 ms. . . . .	106
2.41	Dispositif pompe-sonde d'ombroscopie développé avec caméra ultra-rapide à 250 000 images/seconde. . . . .	107
2.42	Caractérisation de la durée de vie du plasma. . . . .	108

2.43	Visualisation de l'évolution du plasma sur les 2 premières nanosecondes après le début de l'interaction. . . . .	109
2.44	Visualisation à la surface pour une différence de marche nulle. . . . .	110
2.45	Evolution du plasma au début de l'ablation. . . . .	110
2.46	Forme du plasma au milieu de l'ablation. . . . .	110
2.47	Dispositif expérimental de la génération d'harmoniques en utilisant l'empilement d'impulsion dans une cavité Fabry-Pérot de très grande finesse [28]. . . . .	112
2.48	Spectre harmonique obtenu dans l'Argon à 100 kHz ainsi que dans le Xénon à 1 MHz. . . . .	113
2.49	Spectre optique. . . . .	114
2.50	Spectre caractéristique de la génération d'harmoniques d'ordres élevés. . . . .	114
2.51	Schéma simplifié de la génération d'harmoniques. . . . .	115
2.52	Modèle semi-classique proposé par P. B. Corkum. 1 <sup>re</sup> étape : ionisation par effet tunnel ; 2 <sup>me</sup> étape : accélération du paquet d'électrons par le champ électrique du laser ; 3 <sup>me</sup> étape : recombinaison radiative. . . . .	116
2.53	Trajectoire de l'électron pour différents instants d'ionisation (A gauche). Energies correspondantes aux différents instants d'ionisation. . . . .	117
2.54	Nombre de photons de l'harmonique 32 générée dans l'argon en fonction de l'éclairement laser [35]. . . . .	120
2.55	Nombre de photons de l'harmonique 21 en fonction de la pression. L'harmonique est générée grâce à un jet d'argon. L'intensité est de $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ [39]. . . . .	121
2.56	Dispositif expérimental de la génération d'harmoniques à très haute cadence. . . . .	122
2.57	Résultats théoriques représentant le signal de différents ordres harmoniques en fonction de la pression d'interaction (a) dans un jet ( $L_{milieu}=200 \mu m$ ) et (b) dans une cellule pour différents gaz (argon, krypton). . . . .	123
2.58	Spectre harmonique obtenu dans le Xénon pour différentes pressions. . . . .	124
2.59	Evolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques du Xénon. . . . .	124
2.60	Spectre harmonique obtenu dans le Krypton pour différentes pressions. . . . .	125
2.61	Evolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques du Krypton. . . . .	125
2.62	Capillaire utilisé ayant un diamètre interne de $200 \mu m$ et externe de 1 mm percé par Alphanov à l'aide d'un laser femtoseconde. . . . .	126
2.63	Spectre harmonique obtenu dans le Xénon pour différentes pressions. . . . .	126
2.64	Evolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques du Xénon. . . . .	126
2.65	Spectre harmonique obtenu dans le Krypton pour différentes pressions. . . . .	127

2.66	Évolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques du Krypton. . . . .	127
2.67	Spectre harmonique obtenu dans l'Argon pour différentes pressions. . . . .	127
2.68	Évolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques du Argon. . . . .	127
3.1	Largeur de bande d'émission et conductivité thermique de différents . . . . .	135
3.2	Cristal de $Yb : CaF_2$ réalisé par le CIMAP de Caen. . . . .	136
3.3	Sections efficaces d'absorption (bleu) et d'émission (rouge) de l' $Yb : CaF_2$ ; en zone remplie, le spectre d'émission de la source fibrée de pompage à 976nm. . . . .	136
3.4	Evolution théorique de la conductivité thermique en fonction du taux de dopage pour des cristaux de $CaF_2$ d'après le modèle de R. Gaumé [3],[4] . . . . .	137
3.5	Avantages et inconvénients des technologies fibres et solides. Intérêts du pompage forte brillance. . . . .	138
3.6	État de l'art de la brillance des sources émettant à 976 nm en fonction de la puissance disponible. . . . .	139
3.7	Principe du pompage forte brillance de matériaux dopés Yb de grande longueur faiblement dopés. A gauche : pompage conventionnel. A droite, pompage avec une source de forte brillance. . . . .	140
3.8	Laser de saphir dopés aux ions titane. . . . .	141
3.9	OPSL Coherent de 30 W de puissance. . . . .	142
3.10	Principe de fonctionnement d'une fibre dopée Yb en régime trois et quasi-trois niveaux. . . . .	144
3.11	A gauche : Spectre de l'ASE co-propageant et contra-propageant. A droite : Evolution de la puissance de pompe, de la puissance de l'ASE co-propageant et contra-propageant et de l'inversion de population le long de la fibre (longueur de fibre de 0,5 m). . . . .	146
3.12	A gauche : Spectre de l'ASE co-propageant et contra-propageant. A droite : Évolution de la puissance de pompe, de la puissance de l'ASE co-propageant et contra-propageant et de l'inversion de population le long de la fibre (longueur de fibre de 1 m). . . . .	146
3.13	A gauche : Spectre de l'ASE co-propageant et contra-propageant. A droite : Évolution de la puissance de pompe, de la puissance de l'ASE co-propageant et contra-propageant et de l'inversion de population le long de la fibre (longueur de fibre de 2 m). . . . .	147
3.14	Évolution de la puissance de pompe non-absorbée et des puissances émises à 976 nm en fonction de la puissance de pompe à 915 nm (A gauche). Evolution du contraste 976nm/1030 nm en fonction de la puissance de pompe à 915 nm (A droite) . . . . .	148
3.15	Effet de la réinjection de la pompe non-absorbée. . . . .	149
3.16	Effet de la réinjection de l'ASE co-propageant et de la pompe non-absorbée. . . . .	149

3.17	Dispositif expérimental source 976 nm haute puissance en cavité laser. . . . .	150
3.18	Puissance émise à 976 nm en fonction de la puissance de pompe. En insert, la qualité spatiale à puissance maximale. . . . .	151
3.19	Spectre de la source laser émettant à 976 nm. . . . .	152
3.20	Contraste entre l'émission à 976 nm et 1030 nm. . . . .	152
3.21	Dispositif expérimental source 976 nm haute puissance en demi-cavité laser. . . . .	153
3.22	A gauche : Puissance du faisceau polarisée à 976 nm en fonction de la puissance de pompe. A droite : Spectre d'ASE de la source développée. . . . .	153
3.23	Source 976 nm en configuration MOPA. . . . .	154
3.24	Dispositif expérimental de la mesure de gain petit signal dans des cristaux d' $Yb : CaF_2$ . . . . .	157
3.25	Courbe d'absorption du cristal de 5 mm (carrés bleus) et 10 mm (cercles rouges) en fonction de la puissance de pompe et de l'intensité de pompage à l'entrée du cristal. . . . .	158
3.26	Mesures du gain petit signal en fonction de la puissance de pompe absorbée pour le cristal 6% $Yb : CaF_2$ de 5 mm de long (carrés bleus) et de 10 mm de long (cercles rouges). . . . .	160
3.27	Dispositif expérimental de la mesure de la dépolarisation provenant de la biréfringence induite. . . . .	160
3.28	Mesure de la dépolarisation en pourcentage en fonction de la puissance de pompe absorbée dans le cristal. . . . .	161
3.29	Simulation de l'amplification d'un signal de 3 W dans un cristal d' $Yb : CaF_2$ dopé en ions $Yb^{3+}$ à 4,5 % et de 15 mm de longueur. . . . .	162
3.30	Bilan des principaux oscillateurs Yb (durées et puissances) qu'il s'agisse de cavités standards avec SESAMs, de lasers thin-disk ou oscillateurs KLM. Le carré orange positionne le résultat obtenu dans le cadre de cette thèse. . . . .	164
3.31	Principe du verrouillage de mode par effet Kerr. . . . .	165
3.32	Taille du mode de cavité en fonction de la position dans la cavité pour le régime CW et le régime KLM. . . . .	166
3.33	Cavité laser de l'oscillateur $Yb : CaF_2$ . $M_1$ : miroir courbe $R = 100$ mm et dichroïque HT à 976 nm et HR à 1040 nm, $M_2$ : miroir courbe $R = 100$ mm, $M_3$ : miroir dichroïque à $22,5^\circ$ HR à 1040 nm et HT à 976 nm, $M_4$ : coupleur de sortie de 10 %, $M_5$ miroir HR à 1040 nm. . . . .	166
3.34	Photos des différents cristaux $Yb : CaF_2$ utilisés dans cette étude. . . . .	167
3.35	Stabilité de la cavité en fonction de la position du miroir de sous-cavité M2 . . . . .	170
3.36	Différents modes spatiaux observés dans la zone d'instabilité. . . . .	170
3.37	Spectre émis en régime continu. . . . .	171
3.38	Modes spatiaux en champ proche pour le régime continu et le régime impulsionnel. . . . .	171
3.39	Stabilité du régime impulsionnel. . . . .	172

3.40	Spectre émis en régime impulsionnel. . . . .	173
3.41	Section efficace de gain en fonction de la longueur d'onde pour différents taux d'inversion de population. . . . .	173
3.42	Autocorrélation des impulsions issues directement de l'oscillateur. . . . .	174
3.43	Autocorrélation des impulsions après passage dans la ligne de compression. . . . .	175
3.44	SHG-FROG. Profil en intensité reconstruit et phase temporelle associée. En insert, la trace SHG-FROG mesurée et reconstruite. . . . .	175
3.45	Stabilité du régime impulsionnel en fonction de la puissance de pompe. . . . .	176
3.46	Accordabilité du régime impulsionnel. . . . .	177
A.1	Emission d'un train d'impulsions attoseconde . . . . .	192
A.2	(a) Différence de phase entre les harmoniques consécutives. (b) Trains d'impulsions correspondant à la somme des harmoniques 11 à 41 obtenues dans le Néon [3]. . . . .	192
A.3	Simulations du spectre harmonique obtenu pour une intensité au foyer de $1,1 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ . (a) Impulsion d'une durée de 25 fs; (b) Impulsion d'une durée de 10 fs et (c) impulsion d'une durée de 5 fs [5]. . . . .	193
A.4	Porteuse (rouge) et enveloppe (noir) du champ électrique associé à une impulsion laser de durée 10 fs à la longueur d'onde centrale de 1030 nm. $\phi_0$ est la CEP de l'impulsion. . . . .	194
A.5	Effet de la CEP lors de la génération d'harmoniques. Le champ électrique et le peigne XUV généré par HHG sont représentés pour des durées d'impulsion de 10 fs soit 2 cycles pour des valeurs de CEP égale à 0 ou $\frac{\pi}{2}$ [10] . . . . .	194
A.6	Principe de la porte de polarisation elliptique. . . . .	194
A.7	Ligne de post-compression transportable développée pour le CPA Femto+. . . . .	196
A.8	Principe de l'amplification paramétrique optique. . . . .	196
A.9	Interprétation énergétique de l'amplification paramétrique optique : diagrammes photoniques découlant de la relation de Manley-Rowe pour le cas de l'amplification paramétrique. A gauche : cas général avec $\omega_i < \omega_s$ , à droite, configuration dégénérée avec $\omega_i = \omega_s$ . . . . .	197
A.10	Amplification paramétrique optique en configuration : non-colinéaire (a) et colinéaire(b). . . . .	198
A.11	Courbes d'accord de phase dans un cristal de BBO type I pompé à 400 nm en fonction de l'angle $\alpha$ entre la pompe et le signal. . . . .	198
A.12	Accord de phase dans le BBO type I pour un pompage à 400 et 800 nm à la dégénérescence. . . . .	199
A.13	Courbe d'accord de phase dans le BBO en géométrie non-colinéaire à l'angle magique (à gauche), en géométrie colinéaire à la dégénérescence (à droite). . . . .	199
A.14	Accord de phase dans le BBO type I pour différentes longueur d'onde de pompe allant de 1026 nm à 1034 nm. . . . .	200
A.15	Configuration idéale afin d'obtenir un signal amplifié large bande à 2 $\mu\text{m}$ avec CEP stabilisée. . . . .	201



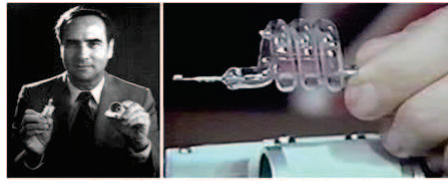
A.16	Partie visible du spectre généré dans la lame de YAG. . . . .	202
A.17	Schéma en blocs de l'OPA à 2 $\mu m$ réalisé. . . . .	202
A.18	Dispositif expérimental de l'OPA . . . . .	203
A.19	(A gauche) Accord de phase dans le BBO et le LBO type I. (A droite) Spectre de l'idler obtenu à la sortie du 1er étage d'OPA. . . . .	204
A.20	Spectre amplifié obtenu dans le dernier étage amplificateur en fonction de l'angle dans le premier étage. . . . .	205
A.21	Valeur du $\phi_2$ en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux au voisinage de 2 $\mu m$ pour le signal (traits pleins) et pour l'idler (traits pointillés) . . . . .	206
A.22	Mesure FROG en comprimant l'idler avec 6 mm de silice A gauche : reconstruction du champ électrique (rouge) et de la phase résiduelle (violet) associés à l'impulsion. A droite : spectre expérimental (noir) et reconstruit (rouge) ainsi que la phase spectrale résiduelle (vert). . . . .	206
B.1	Spectre des principales sources disponibles sur le marché. . . . .	210
B.2	Principe du blocage de modes par un élément actif. . . . .	210
B.3	Principe du verrouillage de mode actif. . . . .	211
B.4	Schéma de la structure d'un SESAM. L'épaisseur de chaque couche de GaAs et d'AlAs constituant le miroir de Bragg est de $\lambda_0/2$ , ou $\lambda_0$ est la longueur d'onde d'optimisation du SESAM. . . . .	212
B.5	Réflexivité d'un SESAM en fonction de la fluence des impulsions. Source <a href="http://www.batop.de">www.batop.de</a> . . . . .	212
B.6	Schéma de principe de la technique de verrouillage de modes par la RNLP. CP : Contrôleur de polarisation. . . . .	213
B.7	Schéma de principe du régime solitonique. . . . .	214
B.8	Schéma de principe du régime étiré avec gestion de la dispersion. . . . .	215
B.9	Schéma de principe du régime à dispersion totalement positive. . . . .	215
B.10	Spectres obtenus pour les différents oscillateurs développés. [18], [19], [20]. . . . .	216
B.11	Dispositif expérimental du laser à mode bloqué par rotation de polarisation non-linéaire à 976 nm. FDY : 84 cm de fibre dopée Ytterbium de 20 $\mu m$ de coeur, FP : 3 m de fibre passive de 6 $\mu m$ de diamètre de coeur, $M_1$ et $M_2$ : Miroir dichroïque 915 nm/976 nm, $M_3$ : Miroir dichroïque 976 nm/1030 nm. . . . .	217
B.12	Evolution du régime multi-impulsionnel en fonction de la puissance de pompe du laser. . . . .	218
B.13	Spectre de l'oscillateur. . . . .	219
B.14	Autocorrélation du signal à la sortie de notre oscillateur avant compression. . . . .	219
B.15	Dynamique intra-cavité de la durée et du spectre de l'impulsion en fonction de la position dans la cavité. AS : Absorbant saturable et C : coupleur. . . . .	220

B.16	Dispositif expérimental du laser à mode bloqué par SESAM de très forte énergie. . . . .	221
B.17	Spectre de la source laser émettant à 976 nm. . . . .	222
B.18	Contraste entre l'émission à 976 nm et 1030 nm. . . . .	222
B.19	Profil temporel de l'impulsion comprimée comparée à l'impulsion calculée limitée par transformée de Fourier et l'impulsion calculée en tenant compte de la phase d'ordre 3 résiduelle provenant du compresseur et de la phase non-linéaire. . . . .	223
B.20	Dynamique intra-cavité de la durée et du spectre de l'impulsion en fonction de la position dans la cavité. AS : Absorbant Saturable, PN : Polarisation Non-Linéaire C : Coupleur . . .	224
C.1	Simulation de l'amplification avec dérive de fréquence initiale nulle ou positive. Dans ce cas là, la dérive initiale est nulle. Les impulsions ont une durée de 2 ps, une énergie de 3,75 nJ à un taux de répétition de 40 MHz. Un gain linéique de 4.65 est appliqué. . . . .	229
C.2	Principe de l'amplification d'impulsions TF (à gauche) et en régime de compression spectrale (à droite). . . . .	229
C.3	Simulation de l'amplification avec dérive de fréquence initiale négative. Les impulsions ont une durée de 285 fs, une énergie de 3,75 nJ à un taux de répétition de 40 MHz. La dérive initiale introduite est de $-700\,000\text{ fs}^2$ . Un gain linéique de 4.65 est appliqué. . . . .	230
C.4	Dispositif expérimental de l'amplification en régime de compression spectrale. . . . .	231
C.5	Evolution de la puissance en sortie du rod en fonction de la puissance de pompe. En insert, la qualité spatiale en champ lointain. . . . .	232
C.6	Evolution du spectre avant et après amplification. . . . .	232
C.7	Trace d'autocorrélation de l'impulsion en sortie d'amplificateur. . . . .	233
C.8	Dispositif expérimental pour le doublage de fréquence de la source fibrée intense développée. MD1 : miroir dichroïque HR à 488 nm et HT à 976 nm de chez Layertec. . . . .	234
C.9	Dispositif expérimental pour le doublage avec 20 W de puissance picoseconde à 488 nm. . .	234



# Introduction

50 ans après la démonstration du premier flash de lumière laser d'une durée de 0,3 ms par Theodore Maiman (Figure 1) [1], l'Homme s'est lancé dans la course à l'ultra-rapide. Cet engouement pour la recherche à l'ultracourt provient du fort dynamisme à la fois dans la recherche de la performance ultime (durée de plus en plus courte, forte puissance moyenne, forte énergie, longueur d'onde d'émission exotique... ) mais aussi de part la multitude d'applications scientifiques ou industrielles développées depuis, qui nécessitent elles aussi des performances records.



*Theodore Maiman Holding the First Working Laser*

FIGURE 1 – Premier laser développé par Theodore Maiman en 1960.

Les premières sources lasers robustes et fiables ayant trouvées des applications dans le monde de la Recherche mais surtout dans le monde industriel furent les lasers déclenchés délivrant des durées d'impulsions nanosecondes. Durées d'impulsions qui permettent d'obtenir des impulsions extrêmement énergétiques de plusieurs dizaines voir centaines de millijoules. Ces lasers répondent notamment aux applications de découpe industrielle : ablation, soudure, gravure sur différents matériaux notamment métalliques... Ce régime temporel, qualifié aujourd'hui "d'impulsions longues" est toujours étudié par les scientifiques notamment avec les lasers de type "Mégajoule" (durée d'impulsion de 20 ns, énergie de 1,8 MJ, tire une fois par semaine) afin de pouvoir étudier la matière sous une très forte irradiation énergétique pouvant permettre la simulation d'une réaction nucléaire (Figure 2).

Cependant ces lasers ne sont pas adaptés aux applications sensibles aux effets thermiques. En effet, la durée d'interaction des lasers nanosecondes avec la matière est suffisamment longue pour que le matériau s'échauffe localement, et dissipe la chaleur accumulée tout autour du point d'impact (Figure 3) [2],[3],[4]. Ces effets peuvent nuire à la qualité de l'opération réalisée, notamment à forte puissance moyenne, et peuvent limiter les applications des lasers nanosecondes. Dans l'exemple de la découpe industrielle, les

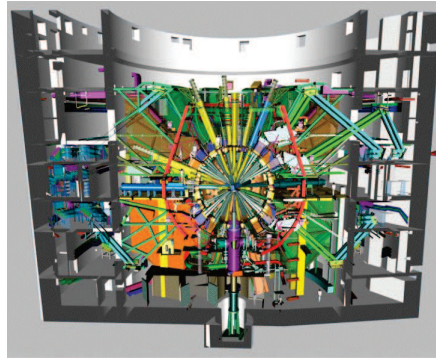


FIGURE 2 – Schéma de la chambre d'interaction des 240 faisceaux lasers du laser Mégajoule situé au Barp en Gironde (France)).

effets thermiques portent atteinte à la forme du trou percé, limitant ainsi la précision et la profondeur de la découpe. Dans le domaine du biomédical, les zones affectées thermiquement peuvent amener à une destruction des cellules saines autour du point d'intervention, ce qui rend l'utilisation des lasers nanosecondes risquée voire dangereuse.

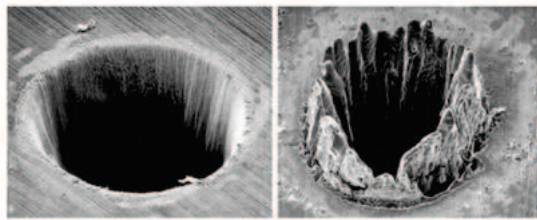


FIGURE 3 – Comparaison entre un perçage par laser femtoseconde (à gauche) et nanoseconde (à droite).

Afin de réduire et maîtriser les effets thermiques générées lors de l'ablation du matériau, il devient nécessaire de recourir à des durées d'impulsions beaucoup plus courtes de quelques picosecondes, voir de quelques dizaines de femtosecondes. Le premier laser femtoseconde délivrant des impulsions avec une durée de 700 fs a été développé dans les années 1970 par Shank et al. [5] à partir de milieux amplificateurs de type colorants, milieux largement accordable spectralement, favorable à la génération d'impulsions courtes. Toutefois, en raison d'une mise en oeuvre lourde qui nécessitait une circulation du colorant et un changement régulier de celui-ci, cette technologie fut rapidement remplacée par les lasers à milieux massifs, plus robustes, plus fiables et plus simples à utiliser.

En 1986, Moulton découvre un nouveau matériau laser : l'oxyde d'aluminium (saphir) dopé aux ions titane plus communément appelé Ti :saphir [6]. Ce matériau présente un large spectre d'émission de plus de 300 nm centré autour de 800 nm. Il fallu toutefois attendre les travaux de Spence, Kean et Sibbett [7] à l'aube des années 90 qui réalisèrent pour la première fois l'auto-verrouillage de phase d'un laser Ti :saphir. Le "magic-modelocking" - aussi appelé plus tard verrouillage de phase par lentille de Kerr

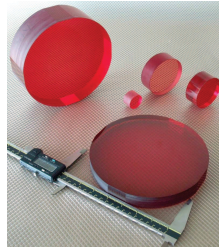


FIGURE 4 – Photographie d'un cristal de saphir dopés aux ions titane.

ou Kerr Lens Mode Locking (KLM) vient alors d'être démontré. Cependant ces sources extrêmement intenses en raison du fort confinement temporel des impulsions ne délivrent que des énergies de quelques nanojoules. De plus, en raison de la forte cadence des oscillateurs femtoseconde, supérieure à quelques dizaines de MHz, il est relativement difficile de pouvoir extraire de l'énergie (environ quelques centaines de pJ à quelques nJ). Dans le même laps de temps G. Mourou et Strickland en 1985 réalisent la première démonstration d'amplification à dérive de fréquences (plus communément appelée CPA pour "Chirped Pulse Amplification") qui ouvre la voie aux lasers intenses de forte énergie [8]. L'ère de la "Technologie Ti :Saphir" est née. Son large spectre d'émission extrêmement large allant de 680 nm à 1100 nm permet potentiellement d'obtenir des impulsions de 3,6 fs. Expérimentalement des impulsions de 4,8 fs ont été produites ce qui correspond aux impulsions les plus courtes jamais obtenues à l'aide d'un oscillateur laser [9]. Un autre avantage du Ti :saphir est son excellente conductivité thermique :  $K_c = 34W.m^{-1}.K^{-1}$  ce qui permet une bonne évacuation de la chaleur même avec de très forte puissance de pompe. Pour toutes ces raisons, ce cristal est donc devenu en quelques années le milieu amplificateur de prédilection pour les chaînes laser femtoseconde. Cependant si ce type de laser est une véritable "Roll Royce" pour les laboratoires de Recherche, il est difficilement utilisable et transposable au monde industriel en raison de sa relative complexité. Ce matériau souffre en effet d'un très faible rendement optique-optique puisque l'émission se fait autour de 800 nm pour un spectre d'absorption de la pompe autour de 532 nm, mais aussi d'une faible efficacité électro-optique puisque les sources de pompage à 532 nm n'existent pas directement et qu'il est nécessaire d'utiliser des lasers infrarouge à base de  $Nd : YVO_4$  (plus communément appelé Nd :YAG) émettant à 1064 nm qu'il convient par la suite de doubler en fréquence.

Parallèlement à cette mutation technologique concernant les chaînes femtosecondes, une autre révolution apparaît dans le domaine des lasers. En effet, grâce aux énormes progrès technologiques réalisés à cette époque dans le domaine des semi-conducteurs, les diodes lasers deviennent très performantes et d'une efficacité redoutable avec des rendements électriques-optiques pouvant aller jusqu'à 80%. Ainsi, bien que l'émission laser des semi-conducteurs ait été démontrée dès les années 60, les diodes lasers n'ont connu leur essor que lorsque la technologie a vraiment été maîtrisée. Ceci a conduit à l'arrivée sur le marché de diodes émettant plusieurs watts pour un mono-émetteur à température ambiante dans les années 80. Bien que leurs qualités spatiales et spectrales soient médiocres, l'efficacité des diodes lasers les rend très alléchantes

pour le développement de sources lasers. Comment en tirer profit dans le cadre de la technologie des lasers femtosecondes ? Ici encore, l'idée du pompage par diode n'est pas récente ; en effet, Keyes et Quist avaient montré en 1964 qu'il était possible d'utiliser les diodes lasers pour pomper optiquement un matériau laser [10]. Mais ce n'est que dans les années 80-90 que la révolution du pompage par diode s'est réellement mise en marche (Figure 5). Aujourd'hui, les lasers pompés par diodes (DPSSL acronyme anglais pour Diode Pumped Solid State Laser) sont en pleine expansion et sont le coeur des nouvelles thématiques de recherche en laser.

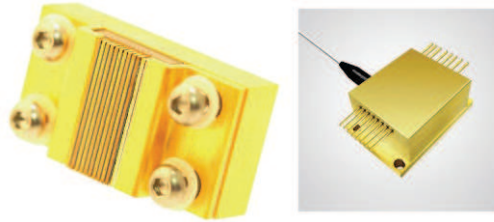


FIGURE 5 – Image de différents types de diodes : Stack de diode à gauche, Diode mono-émetteurs couplés dans une fibre à droite.

Le principal inconvénient du Ti :saphir est qu'il ne peut pas être pompé par diode. En effet, son spectre d'absorption se situe dans le vert ; et il n'existe pas de diode de puissance dans cette gamme de longueur d'onde. Cependant, la recherche sur une nouvelle génération de lasers femtosecondes et picosecondes directement pompés par diode suscite un très grand intérêt car cela permet d'obtenir des sources lasers beaucoup plus performantes, simples, fiables, robustes, compactes et moins onéreuses plus facilement utilisable par le monde industriel. Les travaux s'orientent donc vers la recherche de nouveaux matériaux propices à la génération d'impulsions femtosecondes pouvant directement être pompés optiquement par des diodes. Il s'agit de la famille des ions terres rares tels que : erbium, ytterbium, thulium, praséodyme... Nous nous limiterons dans ce manuscrit uniquement à l'ion Ytterbium qui présente l'avantage d'avoir un très faible défaut quantique puisque sa longueur d'onde d'absorption est située au voisinage de 980 nm alors que sa longueur d'onde d'émission est autour de 1030 nm. Son spectre d'émission qui en fonction de la matrice hôte permet aisément l'obtention d'impulsions sub-picoseconde voir de quelques dizaines de femtosecondes.

L'Ytterbium est donc un excellent candidat pour le développement de chaînes lasers femtosecondes de forte puissance moyenne. Toutefois l'association de ces deux critères : forte puissance moyenne et brièveté de la durée d'impulsion n'est pas une chose aisée. En effet, plus la matrice hôte possède un ordre structurel, plus sa conductivité thermique est élevée mais plus sa bande d'émission est étroite et ne permet que l'obtention d'impulsions sub-picoseconde. C'est le cas notamment de l'Yb :YAG qui est le matériaux incontournable pour les lasers de forte puissance moyenne mais ne permet pas d'obtenir des durées d'impulsions inférieures à 500 fs en raison d'un spectre d'émission limité à 2-3 nm. A l'inverse, une matrice hôte possédant un fort désordre structurel aura une conductivité thermique plus basse mais un

spectre d'émission plus large supportant des durées d'impulsions sub-100 fs. Un nouveau critère de choix apparaît : l'obtention d'impulsions extrêmement courtes ou la forte puissance moyenne? Pour tenter d'associer les deux critères, une possibilité réside dans le choix de refroidissement du matériau afin de repousser au plus loin l'apparition des effets thermiques. On évoquera notamment les technologies slabs, disques minces ou encore fibres. Toutes ces technologies reposent sur une gestion du ratio entre la surface de refroidissement par rapport au volume pompé. Plus ce ratio sera important, plus la gestion de la thermique sera efficace.

Dans le cadre de cette thèse, la technologie fibre a été privilégiée car c'est celle qui semble être la plus propice à la génération de système de forte puissance moyenne et qui peut s'intégrer parfaitement dans un environnement industriel. Toutefois, celle-ci possède un inconvénient majeur à savoir une énergie par impulsion limitée en raison du fort confinement spatial au sein de la fibre. En effet, pour assurer un guidage d'un faisceau monomode, le diamètre du coeur des fibres conventionnelles est limité à une dizaine de microns ou comme nous le verrons, jusqu'à des fibres barreaux microstructurées avec un diamètre de coeur de  $80 \mu m$ . C'est d'ailleurs autour de ces fibres à gros coeur que la thèse s'est essentiellement déroulée (Figure 6).

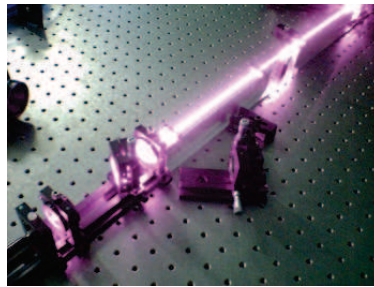


FIGURE 6 – Fibre microstructurée de type barreau commercialisée par la compagnie NKT Photonics.

Toutefois, comme nous le verrons au cours du manuscrit ces fibres ont certaines limitations en terme d'énergie mais aussi de puissance moyenne. Plusieurs solutions pour aller plus loin en terme de performances laser : énergie et puissance moyenne ont été proposées, notamment autour de la combinaison cohérente passive ou active. Ces techniques consistent à séparer un faisceau laser en  $N$  répliques identiques, spatialement ou temporellement, de les amplifier de façon indépendante puis de les recombinaison. Une autre philosophie consiste à développer des chaînes lasers hybrides. Ceci consiste à utiliser la technologie fibrée au maximum de ses possibilités afin de tirer bénéfice du très fort gain, de la compacité et de la robustesse et de rajouter en sortie de chaîne laser un amplificateur solide qui permettra de travailler sur des sections de faisceaux plus gros et ainsi d'extraire plus d'énergie. C'est cette stratégie que nous avons choisi d'utiliser dans le cadre de cette thèse.

Le laboratoire dans lequel s'est déroulée cette thèse est un laboratoire qui développe des sources lasers Intenses femtosecondes essentiellement à basse cadence (kHz) femtoseconde à base de  $Ti :saphir$  et



qui utilise ces sources pour des applications de type champs intenses : génération d'harmoniques XUV, plasmas...

Ce manuscrit de thèse est donc comme le laboratoire en deux volets : une partie concernant le développement de sources lasers intenses, femtosecondes , énergétiques et de forte puissance moyenne et d'une partie orientée plus interactions laser-matière. Deux applications ont principalement été étudiées tout au long de ma thèse : la génération d'harmoniques XUV à haute cadence ainsi qu'une étude de faisabilité du perçage profond de plaques d'acier épaisses pour une finalité de déminage. Cette dernière application provient d'une demande de la Direction Générale de l'Armement (DGA) qui finance cette thèse et a été réalisée en collaboration avec l'Institut Saint-Louis et le centre de transfert technologique Alphanov.

Le manuscrit est découpé en trois chapitres de la façon suivante :

**Généralités et État de l'art des lasers à fibres femtosecondes de forte puissance moyenne dopés Ytterbium** Dans ce chapitre, nous aborderons les principales propriétés optiques et thermo-mécaniques de l'ion Ytterbium. Il s'en suivra une présentation des différentes architectures de refroidissement qui permettent de réaliser des lasers de forte ( $> 10$  W) voir de très forte puissance moyenne ( $> 100$  W) dont notamment les fibres optiques. Enfin la théorie de propagation et d'amplification d'une impulsion femtoseconde dans une fibre optique sera présentée. Un état de l'art des chaînes lasers fibrées énergétiques et de forte puissance moyenne sera dressé et conclura ce chapitre.

**Lasers à fibres femtosecondes énergétiques et de forte puissance moyenne et applications** Ce chapitre sera divisé en deux parties. La première partie présentera la chaîne laser développée qui devait répondre au cahier des charges fixé par les deux applications étudiées. Les principales limitations de la technologie choisie seront présentées. La deuxième partie présentera les résultats obtenus concernant les deux applications étudiées.

**Vers des impulsions plus énergétiques et plus courtes : le pompage forte brillance** Afin d'aller au delà des performances de la chaîne laser développée et d'obtenir des impulsions plus courtes et plus énergétiques, un nouveau concept d'amplification compatible avec l'obtention de forte puissance moyenne et de forte énergie a été développé : le pompage forte brillance de cristaux dopés Ytterbium longs et faiblement dopés. Ces travaux résident essentiellement sur la démonstration faite par le laboratoire du potentiel des fibres barreaux microstructurées dopées Ytterbium afin de pouvoir émettre de très fortes puissances moyennes autour de 100 W à 976 nm avec une très bonne qualité spatiale  $M^2 < 1,3$ . Une première partie de ce chapitre sera dédiée à la théorie de l'émission à 976 nm pour les matériaux dopés Ytterbium. Il s'en suivra une présentation des architectures réalisées afin d'obtenir des dispositifs de pompage efficaces, compacts et stables dans le temps. Enfin, ces sources seront utilisées dans le cadre du développement d'un oscillateur ultracourt ( $< 70$  fs) et de forte puissance moyenne ( $> 2$  W) ainsi que dans le cadre du développement d'un booster de la chaîne laser développée.

## Annexes

Durant trois ans de thèse, des découvertes peuvent nous amener à creuser certains points qui ne

sont pas forcément sur la ligne directrice de la thèse mais qui scientifiquement ont un réel intérêt. Ainsi, plusieurs travaux ont été réalisés autour des sources impulsives de forte énergie émettant à 976 nm ainsi que sur la réalisation d'un amplificateur paramétrique optique (OPA) à 2  $\mu\text{m}$  de quelques cycles optiques avec la chaîne laser femtoseconde fibrée développée. Ces travaux sont rapportés en annexes.

## Bibliographie

- [1] Maiman, T.H., "Stimulated optical radiation in Ruby," *Nature* 187, 493-494, 1960.
- [2] Chen, X. and Liu, X., "Short pulsed laser machining : How short is short enough?," *Journal of Laser Applications* 11, 268-272, 1999.
- [3] Zhu, X. and Naumov, A.Yu. and Villeneuve, D.M. and Corkum, P.B., "Influence of laser parameters and material properties on micro drilling with femtosecond laser pulses," *Applied Physics A : Materials Science and Processing* 69, S367-S371, 1999.
- [4] Dausinger, Friedrich, "Precise drilling with short pulsed lasers," *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering* 3888, 180-187, 2000.
- [5] Shank, C.V. and Ippen, E.P., "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode-locked cw dye laser," *Applied Physics Letters* 24, 373-375, 1974.
- [6] P. F. Moulton, "Spectroscopic and laser characteristics of Ti :  $\text{Al}_2\text{O}_3$ ," *J. Opt. Soc. Am. B* 3, 125-133, 1986.
- [7] D. E. Spence and P. N. Kean and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti :sapphire laser," *Optics Letters* 16, 42-44, 1991.
- [8] Strickland, D. and Mourou, G., "Compression of amplified chirped optical pulses," *Optics Communications* 56, 219-221, 1985.
- [9] R. Ell and U. Morgner and F. X. Kartner and J. G. Fujimoto and E. P. Ippen and V. Scheuer and G. Angelow and T. Tschudi and M. J. Lederer and A. Boiko and B. Luther-Davies, "Generation of 5-fs pulses and octave-spanning spectra directly from a Ti :sapphire laser," *Optics Letters* 26, 373-375, 2001.
- [10] Keyes, R.J. and Quist, T.M., "Injection luminescent pumping of  $\text{CaF}_2 : \text{U}^{3+}$  with GaAs diode lasers," *Applied Physics Letters* 4, 50-52, 1964.



# Chapitre 1

## Généralités et État de l'art des lasers femtosecondes de forte puissance moyenne à fibres dopées Ytterbium

Un des problèmes majeurs soulevé pour la conception des lasers de forte puissance moyenne est la gestion de la thermique au sein du milieu amplificateur. Cette chaleur résulte essentiellement de la différence d'énergie (défaut quantique) entre les photons absorbés (photons de pompe) et les photons émis (photons laser), ce qui élève la température au sein du milieu à gain. Les conséquences d'une telle élévation de température sont souvent délétères, voire désastreuses : distorsion du front-d'onde des faisceaux due aux effets de biréfringence induite et de lentille thermique, diminution du rendement laser ; dommages qui peuvent aller jusqu'à la fracture des matériaux sous l'effet des contraintes thermiques. Dans la perspective d'une montée en puissance moyenne des lasers femtosecondes actuels, l'ion trivalent  $Yb^{3+}$  semble être l'élément incontournable de toutes les futures chaînes lasers. Dans ce chapitre, nous présenterons tout d'abord les principales caractéristiques de l'ion Ytterbium ainsi que les différentes matrices hôtes utilisées. Une présentation des différentes géométries d'amplification pour des sources lasers de forte puissance moyenne sera aussi établie. Enfin, la dernière partie traitera plus particulièrement de la technologie des fibres actives dopées Ytterbium et se terminera par un état de l'art des chaînes lasers fibrées en régime d'amplification à dérive de fréquences.

### Sommaire

---

<b>1.1 Généralités sur les matériaux dopés à l'Ytterbium</b> . . . . .	<b>11</b>
1.1.1 L'Ytterbium, un matériau au passé incertain . . . . .	11
1.1.2 Propriétés spectroscopiques . . . . .	12
1.1.3 Propriétés laser . . . . .	19

<b>1.2</b>	<b>Géométries pour un fonctionnement à forte puissance moyenne . . . . .</b>	<b>24</b>
1.2.1	Technologie "Thin-Disk" . . . . .	26
1.2.2	Technologie Innoslab . . . . .	27
1.2.3	Technologie des fibres . . . . .	28
1.2.4	Technologie fibre cristalline . . . . .	31
<b>1.3</b>	<b>Lasers fibrés femtosecondes de forte puissance moyenne . . . . .</b>	<b>32</b>
1.3.1	Lasers impulsionnels femtosecondes . . . . .	32
1.3.2	Propagation d'une impulsion femtoseconde dans les fibres optiques : effets linéaires et non-linéaires . . . . .	43
1.3.3	Amplification à dérive de fréquences . . . . .	50
1.3.4	Vers des chaînes lasers de plus en plus intenses : état de l'art des lasers fibrés dopés Ytterbium . . . . .	55

---

## 1.1 Généralités sur les matériaux dopés à l'Ytterbium

### 1.1.1 L'Ytterbium, un matériau au passé indécis

Commençons par un petit peu d'Histoire! L'Ytterbium est connu depuis plus de 150 ans. Il fut découvert en 1878 par Jean Charles Galissard de Marignac, chimiste suisse, découvreur ou co-découvreur de deux autres éléments chimiques à savoir le Gadolinium et le Samarium. L'étymologie du nom Ytterbium provient de la ville Ytterby, village de Suède où il a été découvert. L'Ytterbium est un métal argenté brillant, malléable et ductile qui s'oxyde lentement à l'air et réagit avec l'eau (Figure 1.1).

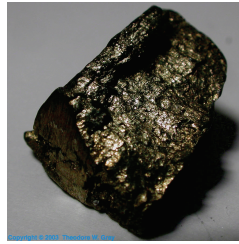


FIGURE 1.1 – De l'Ytterbium pur sous forme métallique.

Le premier laser utilisant les ions Ytterbium  $Yb^{3+}$  furent développés en 1967 [1]. Cependant, il restera longtemps sans réel intérêt en raison de la difficulté à le pomper. Son pompage par lampe flash était peu efficace. De plus, comme évoqué en introduction, les lasers Ti :saphir étaient beaucoup plus attractifs. En parallèle, d'autres matériaux attiraient l'engouement des chercheurs pour leur capacité à amplifier des impulsions femtosecondes tels que l'Alexandrite [2],[3],[4],[5], le Cr :LISAF [6][7] [8], et surtout le verre dopé Néodyme, pour des amplificateurs très énergétiques [9]. Le pompage par lampe flash de ce dernier est de plus très efficace [10] (Figure 1.2). Toutefois, si la volonté de disposer d'une source de forte puissance moyenne n'était pas un des principaux critères dans les années 80-90, il le devint dans la fin des années 90. Grâce au développement des diodes lasers de puissance en InGaAs (émission autour de 900-1000 nm) ou GaAs (émission autour de 808 nm) de plus en plus puissantes au milieu des années 90 (Figure 1.3), l'intérêt pour les matériaux terres rares tels que l'Erbium, le Nd :Verre et enfin l'Ytterbium renaît...

Dès lors, dans la course à la forte puissance moyenne, deux matériaux se distinguent, à savoir l'Ytterbium ( $Yb^{3+}$ ) et le Néodyme ( $Nd^{3+}$ ). Cependant si le  $Nd^{3+}$  en raison de sa structure à 4 niveaux se révèle être très efficace, il présente une faible bande d'émission ( $\sim 1$  nm). L'Ytterbium présente quant à lui le fait que les structures hôtes dans lequel il s'insère, qu'elles soient cristallines ou amorphes, émettent des spectres relativement larges et donc propices à la génération d'impulsions ultracourtes dans le régime femtoseconde.

Il est important de souligner que l'essor de nouveaux matériaux Ytterbium depuis la fin des années 90 est le fruit d'une étroite collaboration très fructueuse entre les laboratoires de chimie des matériaux

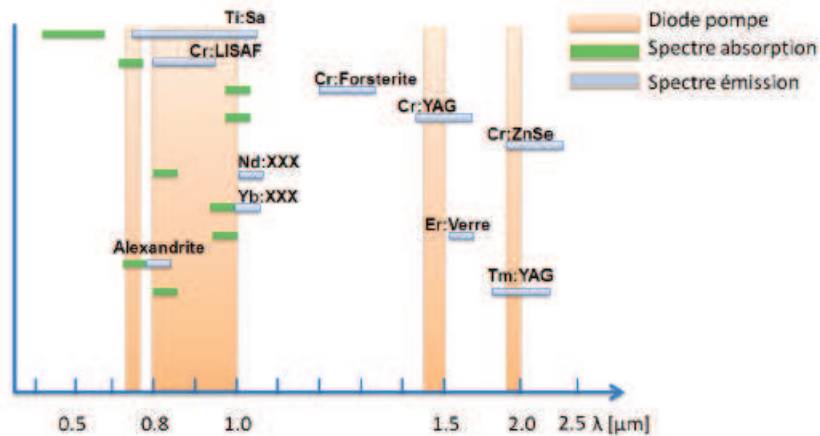


FIGURE 1.2 – Représentation (spectres d'absorption et d'émission) des principaux matériaux utilisés pour le développement de sources lasers. Les zones orangées représentent les domaines spectraux où les diodes lasers sont développées.

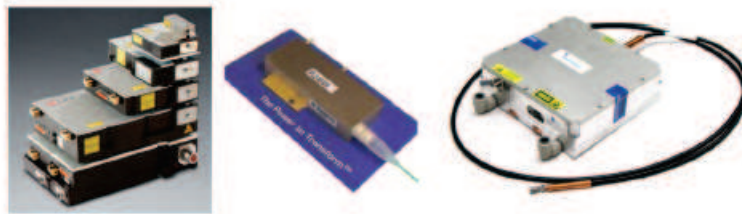


FIGURE 1.3 – Exemples de sources de pompage fibrées émettant à 976 nm de différentes compagnie. De gauche à : droite Dilas, IPG, QPC.

et les laboratoires de développement lasers.

En conclusion, dans le cadre de développement de sources femtoseconde de forte puissance moyenne pompées diode, l'ion  $Yb^{3+}$  est un élément incontournable.

## 1.1.2 Propriétés spectroscopiques

### 1.1.2.1 La famille des lanthanides

L'Ytterbium fait partie de la famille des lanthanides, appelés également terres rares. Les lanthanides sont des éléments chimiques dont le numéro atomique est compris entre  $Z = 57$  et  $Z = 71$  dans la classification périodique de Mendeleïev. Ils se différencient les uns des autres par le remplissage progressif de la couche électronique interne 4f après le remplissage complet des couches 5s, 5p et 6s commun à tous les lanthanides (Tableau 1.1).

Les ions formés à partir des terres rares sont généralement trivalents et obtenus par la perte des trois électrons. L'élément Ytterbium, de numéro atomique  $Z = 70$ , forme l'ion trivalent  $Yb^{3+}$  possédant 67

électrons par la perte des deux électrons de la couche 6s et d'un électron de la couche 4f. La répartition de ces 67 électrons dans l'ensemble des couches électroniques constitue la configuration électronique de l'ion  $Yb^{3+}$  (Tableau 1.2).

Les propriétés optiques de ces ions dépendent donc de la configuration électronique de leur couche interne 4f. À partir de la configuration électronique d'un ion lanthanide trivalent, il est possible de

Numéro atomique	Nom de l'élément	Symbole	Configuration isolé	Configuration dans l'état trivalent
57	Lanthane	La	$[xe](^4f_0^5d_1^6s_2)$	$[Xe]^4f_0$
58	Cérium	Ce	$[xe](^4f_1^5d_1^6s_2)$	$[Xe]^4f_1$
59	Praséodyme	Pr	$[xe](^4f_3^6s_2)$	$[Xe]^4f_2$
60	Néodyme	Nd	$[xe](^4f_4^6s_2)$	$[Xe]^4f_3$
61	Prométhium	Pm	$[xe](^4f_5^6s_2)$	$[Xe]^4f_4$
62	Samarium	Sm	$[xe](^4f_6^6s_2)$	$[Xe]^4f_5$
63	Europium	Eu	$[xe](^4f_7^6s_2)$	$[Xe]^4f_6$
64	Gadolinium	Gd	$[xe](^4f_7^8s_2)$	$[Xe]^4f_7$
65	Terbium	Tb	$[xe](^4f_9^6s_2)$	$[Xe]^4f_8$
66	Dysprosium	Dy	$[xe](^4f_{10}^6s_2)$	$[Xe]^4f_9$
67	Holmium	Ho	$[xe](^4f_{11}^6s_2)$	$[Xe]^4f_{10}$
68	Erbium	Er	$[xe](^4f_{12}^6s_2)$	$[Xe]^4f_{11}$
69	Thulium	Tm	$[xe](^4f_{13}^6s_2)$	$[Xe]^4f_{12}$
70	Ytterbium	Yb	$[xe](^4f_{14}^6s_2)$	$[Xe]^4f_{13}$
71	Lutécium	Lu	$[xe](^4f_{15}^6s_2)$	$[Xe]^4f_{14}$

TABLE 1.1 – Classification des lanthanides.

déterminer tous ses états énergétiques.

Un niveau d'énergie  $^{2S+1}L_J$  désigne un ion de spin total  $S = \sum_i s_i$ , de moment angulaire orbital total  $L = \sum_i l_i$ , et de moment angulaire total  $J = \sum_i j_i$ , avec :

$$|L - S| \leq J \leq |L + S| \quad (1.1)$$

Cette configuration dans laquelle chaque niveau est caractérisé par le triplet (L, S, J) est celle dite du couplage Russel-Saunders ou couplage LS.

### 1.1.2.2 Diagramme énergétique de l'ion Ytterbium

A partir de la configuration électronique détaillée au début de cette partie, la couche 4f, incomplète, est représentée par sept cases quantiques pouvant accueillir chacune deux électrons de spin opposé et de

	K	L	M	N	O	P											
	1s	2s	2p	3s	3p	3d	4s	4p	4d	4f	5s	5p	5d	5f	6s	6p	6d
Yb	2	2	6	2	6	10	2	6	10	14	2	6			2		
$Yb^{3+}$	2	2	6	2	6	10	2	6	10	13	2	6					

TABLE 1.2 – Configuration électronique de l'Ytterbium sous forme atomique et trivalent.



moment angulaire orbital respectif  $\mathbf{l}$  compris entre -3 et 3 (Figure 1.1.2.2).



FIGURE 1.4 – Représentation schématique de la couche 4f.

La somme des moments cinétiques orbitaux se couple avec la somme des moments cinétiques de spin de telle sorte que le moment cinétique total  $\mathbf{J}$  ne peut être égal qu'à deux valeurs :  $5/2$  et  $7/2$ .

Par conséquent, deux niveaux seulement participent au fonctionnement laser de l'ion Ytterbium : le niveau fondamental  $^2F_{7/2}$  et le niveau excité  $^2F_{5/2}$ . Cette structure énergétique est très simple à comparer avec tous les autres lanthanides.

La différence d'énergie entre ces deux niveaux peut s'écrire :

$$\Delta E = E_{J+1} - E_J = \lambda(J + 1) \quad (1.2)$$

**Dégénérescence des niveaux** Cette structure à deux niveaux pour l'atome isolé se retrouve modifiée dès lors que l'Ytterbium est inséré dans la matrice du matériau hôte par effet Stark. Sous l'action du champ électrique induit par la matrice hôte, le niveau fondamental est dégénéré en quatre sous niveaux contre trois seulement pour le niveau excité comme le montre la Figure 1.5.

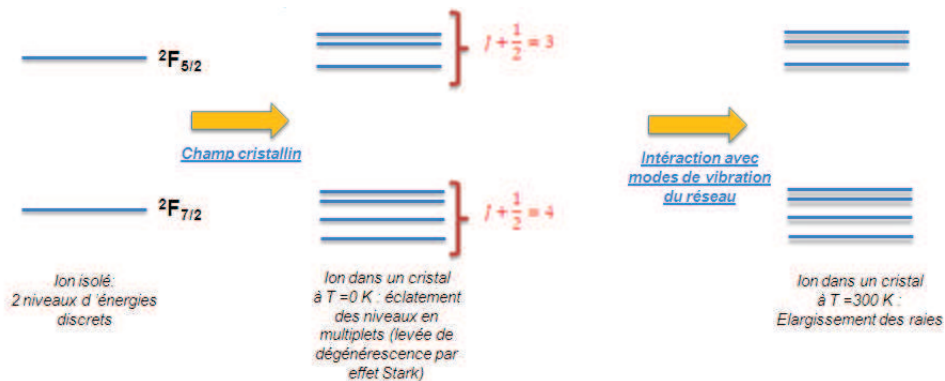


FIGURE 1.5 – Effet de la température et de l'insertion d'un ion  $Yb^{3+}$  dans une matrice.

A partir de ces transitions, il suffit dès lors d'appliquer les règles de sélection qui vont à nouveau limiter le nombre de transitions quantiques possibles. Pour le couplage L-S, les règles de sélection dans l'approximation dipolaire électrique sont :

- $\Delta S = 0$  (aucune transition ne peut avoir lieu entre niveaux de multiplicités différentes)
- $\Delta L = 0 \pm 1$ , mais  $L = 0 \rightarrow L = 0$  est interdite
- $\Delta J = 0 \pm 1$ , la transition  $J = 0 \rightarrow J = 0$  n'étant pas permise.

De ce fait, 12 transitions sont alors possibles ce qui est très peu comparativement aux autres lanthanides comme pour l'Erbium (56). Beaucoup d'effets parasites sont par conséquent évités avec l'ytterbium comme l'absorption par états excités ou les phénomènes d'upconversion.

**Peuplement thermique** Selon l'éclatement des niveaux d'énergie par le champ cristallin (qui dépend de la matrice hôte), l'inversion de population est contrecarrée par la population thermique des sous-niveaux du multiplet fondamental.

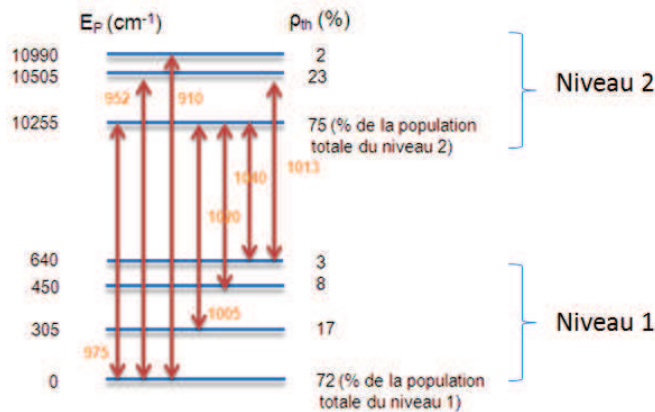


FIGURE 1.6 – Diagramme énergétique et peuplement thermique de l'ion  $Yb^{3+}$  dans une fibre germanosilicate.

En général, l'influence de ce phénomène est prise en compte via le facteur d'occupation de Boltzmann de chaque sous-niveaux, défini comme la fraction de population du sous-niveau par rapport à la population totale du multiplet. La relation de Maxwell Boltzmann est la suivante :

$$N_{nm} = \frac{\exp\left(-\frac{E_m - E_1}{k_B T}\right)}{\sum_{m=1}^n g_n \exp\left(-\frac{E_m - E_1}{k_B T}\right)} \overline{N}_n \quad (1.3)$$

Il apparaît clairement que leur contribution n'est pas négligeable vis-à-vis des transitions lasers indiquées. On comprend dès lors l'intérêt de travailler à basse température.

### 1.1.2.3 Sections efficaces d'absorption et d'émission

Les sept niveaux discrets obtenus en tenant compte des règles de sélection ne sont valables qu'à température cryogénique (proche de 0 K). Dès lors que la température du milieu augmente, par exemple à température ambiante, la structure hôte qu'elle soit cristalline, céramique ou amorphe se met à vibrer. A température ambiante, il faut tenir compte des modes de vibration du réseau cristallin, qui rendent le champ cristallin dont nous venons de parler dépendant du temps.

Deux élargissements sont alors possibles, à savoir un élargissement homogène ainsi qu'un élargissement inhomogène :

— Élargissement homogène

Le faible écartement entre les différents sous niveaux énergétiques a pour conséquence un recouvrement des spectres de raies de chacune des transitions possibles. De ce fait, le spectre d'émission est relativement plus large.

— Élargissement inhomogène

En fonction du matériau utilisé qui peut posséder une structure cristalline, amorphe ou bien encore céramique, le champ reçu par un ion à un endroit donné de la structure peut être différent à un autre endroit. Cette inhomogénéité ressentie au niveau microscopique, se traduit au niveau macroscopique par un deuxième élargissement.

Une fois la répartition des sous-niveaux connue, on peut déduire les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'Ytterbium dans l'environnement hôte donné. Celles-ci sont données par la relation suivante :

$$\sigma_{abs}(\nu) = \sum_{j=1}^{m_1} \sum_{k=1}^{m_2} n_{1j} \sigma_{jk}(\nu) \quad (1.4)$$

$$\sigma_{em}(\nu) = \sum_{j=1}^{m_1} \sum_{k=1}^{m_2} n_{2k} \sigma_{jk}(\nu) \quad (1.5)$$

La figure 1.7 donne les sections efficaces d'émission et d'absorption de l'Ytterbium dans une matrice de silice fondue [11].

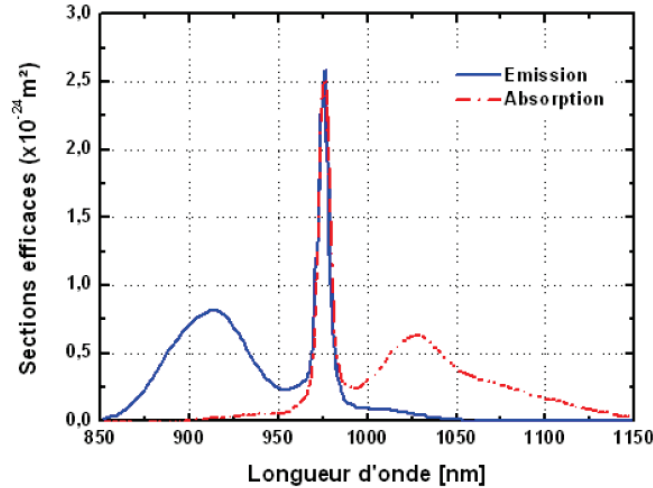


FIGURE 1.7 – Sections efficaces d'absorption et d'émission de l' $Yb^{3+}$  dans de la silice fondue [11].

A noter que les sections efficaces données sont dépendantes des dopants additionnels au sein de la matrice. Dans le cas d'une fibre, il est souvent utilisé du germanium par exemple pour obtenir une meilleure ouverture numérique ou de l'aluminium afin de réduire le phénomène de photo-noircissement.

Ce phénomène limite la durée de vie des fibres se traduisant par une perte importante d'efficacité que nous présenterons dans la section suivante. Puisque la composition exacte de la fibre est souvent une donnée protégée par les fabricants, il est de ce fait très difficile de connaître les sections efficaces réelles. Même si ces derniers nous donnent une estimation de l'absorption à la longueur d'onde de pompe, le protocole expérimental n'est pas donné. Nous ne savons pas par exemple à quel moment la mesure a été réalisée : au sein de la préforme, avant ou après fibrage ? Dans le cadre de cette thèse, les calculs réalisés utiliseront les sections efficaces trouvées dans la littérature [11].

#### 1.1.2.4 Effets parasites

**La réabsorption** L'inconvénient majeur dans les matériaux laser dopés ytterbium est le phénomène de réabsorption à la longueur d'onde laser. Dans une configuration électronique quasi-trois niveaux, le niveau bas de la transition laser est peuplé thermiquement. Les photons émis à la longueur d'onde laser peuvent être alors absorbés pour exciter des atomes dans le niveau bas de la transition laser vers le niveau haut de la transition laser. Pour remédier à ce phénomène, il faut dépasser le seuil de transparence du cristal laser ou de la fibre à la longueur d'onde d'émission.

**Luminescence coopérative** Sous certaines conditions de pompage, un matériau Yb rayonne une lumière située entre le bleu et le vert comme on peut le voir sur la Figure 1.8. Cet effet a été étudié dans les cristaux et les verres massifs. Il correspond à l'émission d'un photon suite à l'interaction entre deux ions proches. Il est difficilement mesurable dans les matériaux massifs à cause des faibles densités de puissance. En revanche, la fibre permet, de part les fortes densités de puissance mise en jeu dans le coeur (1 à 100  $W/cm^2$ ), de les observer relativement facilement (seuil de quelques mW).



FIGURE 1.8 – Luminescence coopérative dans une fibre optique dopée Yb (à gauche) et dans un cristal d' $Yb : CaF_2$

Une explication a été proposée par Magne et al. [12] et montre que cet effet est toujours décelable même avec des concentrations faibles et ne dépend ni de l'ASE (acronyme anglais pour Amplified Spontaneous Emission) générée ni de la température. Le spectre émis s'étend de 480 nm à 575 nm. Il correspond à la convolution du spectre de fluorescence infrarouge par lui-même. Toutefois, cet effet est négligeable et est en général  $10^6$  fois plus faible que l'ASE générée.

**"Photodarkening"** Le photonoircissement plus communément appelé dans la communauté "photodarkening" est sans doute l'effet le plus néfaste de l'Ytterbium dans une matrice vitreuse. Il est en effet responsable d'une forte chute d'efficacité provenant d'une très forte absorption aux longueurs d'onde du visible jusqu'à 1100 nm.

L'étude menée par Boulet et al. [13] montre l'effet du photodarkening dans une fibre à large aire modale ayant un diamètre de coeur de  $22 \mu\text{m}$  et un diamètre de gaine de  $265 \mu\text{m}$ . On voit que l'absorption dans le visible démarre très rapidement et est responsable d'une chute d'efficacité. Les mécanismes

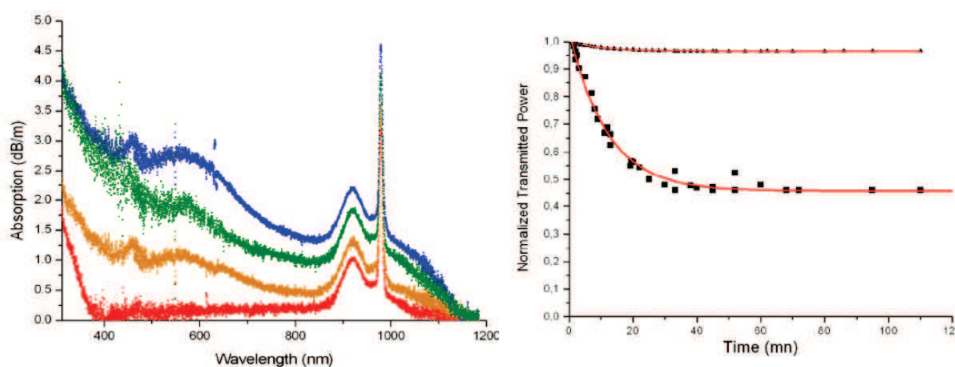


FIGURE 1.9 – A gauche : Spectre d'absorption d'une fibre à large aire modale sensible au photodarkening. Le spectre rouge représente le spectre d'absorption au début du test de la fibre. Les autres courbes orange, verte et bleue représentent respectivement le spectre d'absorption de la même fibre après 7 min, 15 min et 100 min d'utilisation. A droite : Transmission des signaux à 633 nm et 1064 nm en fonction du temps d'exposition de la pompe [13].

d'apparition de ce phénomène ne sont pas encore très bien identifiés mais semblent essentiellement provenir de déformations structurelles de la silice. De plus, le photodarkening sera d'autant plus important que l'inversion de population réalisée dans cette fibre sera importante. De ce fait, un pompage à une longueur d'onde de pompe de 915 nm rendra la fibre plus sensible au photodarkening, de même qu'un pompage continu sans extraction (l'extraction de puissance permet, comme nous le verrons plus tard de faire chuter l'inversion de population). Un pompage contra-propagatif d'une fibre en comparaison à un pompage co-propagatif permettra d'établir un seuil moyen d'inversion de population intégré sur le long de la fibre plus faible, réduisant ou du moins ralentissant l'apparition du phénomène. Pour lutter contre ce phénomène, les fabricants de fibres travaillent sur différentes matrices qui permettent de ralentir ou supprimer le photonoircissement. Ainsi, les fibres phosphate [14] ou phosphosilicate [15] sont moins sensibles au photonoircissement. Une autre solution consiste aussi à utiliser du Cérium comme co-dopant pour améliorer la durée de vie des fibres [16].

### 1.1.3 Propriétés laser

Nous allons aborder à présent les principales propriétés de l'évolution de population du système quasi-trois niveaux de l'Ytterbium. Ce paragraphe sera à la fois valable pour le développement des lasers à fibres que pour les sources solides.

#### 1.1.3.1 Équations d'évolution des populations

L'équation d'évolution temporelle des populations d'un milieu amplificateur à Quasi Deux Niveaux est donnée par la relation suivante :

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= (\sigma_{aL}n_1 - \sigma_{eL}n_2)\frac{I_L}{h\nu_L} + (\sigma_{aP}n_1 - \sigma_{eP}n_2)\frac{I_P}{h\nu_P} \\ &+ \int (\sigma_{aASE}(\nu)n_1 - \sigma_{eASE}(\nu)n_2)\frac{I_{ASE}}{h\nu_{ASE}}d\nu \\ &- \frac{n_2}{\tau_{fluor}} \end{aligned} \quad (1.6)$$

avec

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{dn_2}{dt} \quad (1.7)$$

et

$$n_{tot} = n_1 + n_2 \quad (1.8)$$

$$(1.9)$$

où

- $\lambda_P$  et  $\lambda_L$  sont respectivement les longueurs d'onde de pompe et d'émission laser,
- $I_L, I_P$  et  $I_{ASE}$  sont les intensités à la longueur d'onde laser, à la longueur d'onde de pompe ainsi que sur la bande d'émission de l'ASE (Emission spontanée amplifiée),
- $\sigma_{aL}$  et  $\sigma_{eL}$  : les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde laser,
- $\sigma_{aP}$  et  $\sigma_{eP}$  : les sections efficaces d'absorption et d'émission à la longueur d'onde de pompe,
- $\tau_{Fluo}$  le temps de vie de fluorescence,
- $n_1$  et  $n_2$  respectivement la densité de population des niveaux 1 et 2,
- $n_{tot}$ , la densité totale de population.

En se plaçant à un instant  $t$ , l'équation d'évolution longitudinale de l'intensité de pompe est donnée par :

$$\frac{dI_P}{dz} = -\alpha_P I_P \quad (1.10)$$

avec  $\alpha_P$  le coefficient d'absorption linéique (en  $cm^{-1}$ ) à  $\lambda_P$  tel que :

$$\begin{aligned}\alpha_P &= \sigma_{aP}n_1 - \sigma_{eP}n_2 \\ &= \sigma_{aP}n_{tot} - (\sigma_{eP} + \sigma_{aP})n_2\end{aligned}\quad (1.11)$$

On obtient de la même façon l'équation d'évolution de l'intensité laser :

$$\frac{dI_L}{dz} = g_L I_L \quad (1.12)$$

où  $g_L$  est le gain laser linéique (en  $cm^{-1}$ )  $\lambda_P$  défini par :

$$g_L = \sigma_{eL}n_2 - \sigma_{aL}n_1 \quad (1.13)$$

$$g_L = (\sigma_{eL} + \sigma_{aL})n_2 - \sigma_{aL}n_{tot} \quad (1.14)$$

On peut ainsi définir l'inversion de transparence à la longueur d'onde du signal tel que le gain linéique  $g_L = 0$  :

$$n_{2transL} = n_{tot} \frac{\sigma_{aL}}{\sigma_{aL} + \sigma_{eL}} \quad (1.15)$$

L'évolution de l'inversion de transparence en fonction de la longueur d'onde laser est représentée sur la figure 1.10.

Il ressort de cette courbe qu'il faudra réaliser une inversion de population très importante de plus de 50 % au voisinage de la longueur d'onde de 976 nm et que celle-ci diminue au fur et à mesure que l'on va vers les hautes longueurs d'onde où la réabsorption à la longueur d'onde laser est beaucoup plus faible. Une forte inversion de population demandera une très forte intensité de pompage.

De même, si on trace l'évolution de la courbe de gain en fonction du pourcentage d'inversion de population  $\beta = \frac{n_2}{n_{tot}}$  comme présenté sur la courbe 1.11, on remarque deux phénomènes provenant de la réabsorption :

- Plus l'inversion de population est grande, plus le spectre de gain s'élargit favorisant l'amplification sur une plus large bande spectrale. En effet, un  $\beta$  plus grand permettra d'atteindre l'inversion de transparence sur une gamme spectrale élargie,
- A faible inversion de population, le maximum de la courbe de gain se situe aux longueurs d'onde élevées. Ce maximum se décale vers les courtes longueurs d'onde au fur et à mesure que l'inversion augmente.

Tout comme pour l'évolution de l'intensité de pompe ou du signal, l'ASE est régit par le même type de

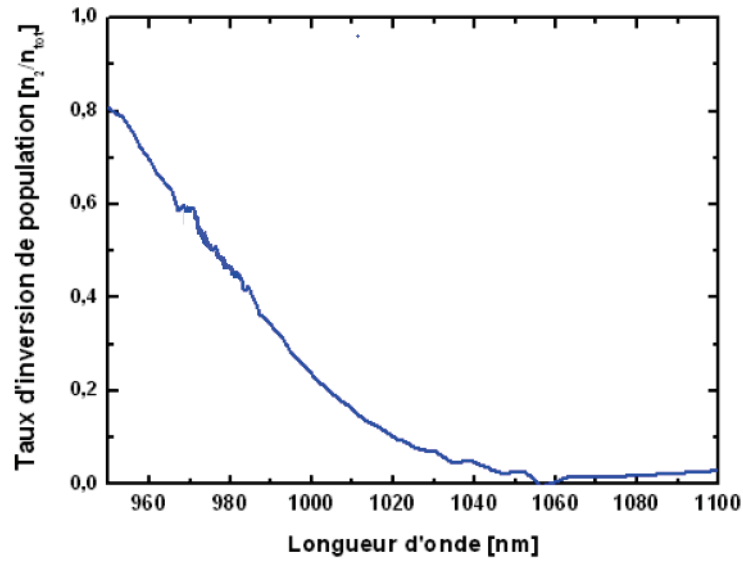


FIGURE 1.10 – Taux d'inversion de transparence dans une fibre en silice en fonction de la longueur d'onde laser.

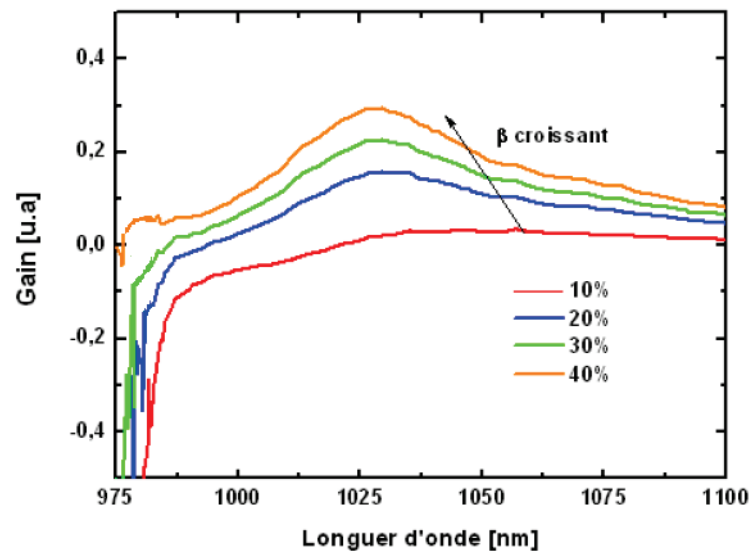


FIGURE 1.11 – Évolution du gain en fonction de la longueur d'onde laser pour différents taux d'inversion de population.

relation :

$$\frac{dI_{ASE}(\nu)}{dz} = g_{ASE}(\nu)I_{ASE}(\nu) \quad (1.16)$$

avec :



$$g_{ASE}(\nu) = (\sigma_{ASE}^{(a)}(\nu) + \sigma_{ASE}^{(e)}(\nu))n_2 - \sigma_{ASE}^{(a)}(\nu)n_{tot} \quad (1.17)$$

Tous les travaux réalisés durant cette thèse ont été réalisés à très haute cadence  $> 100$  kHz. Cadences élevées dont le temps correspondant entre deux impulsions est bien plus petit que le temps de fluorescence des matériaux utilisés (0,9 ms pour l'Yb : verre et 2.4 ms pour l'Yb :  $CaF_2$ ). De ce fait, nous pouvons négliger la contribution de l'ASE.

L'équation 1.6 se simplifie et devient :

$$\frac{dn_2}{dt} = (\sigma_L^{(a)}n_1 - \sigma_L^{(e)}n_2)\frac{I_L}{h\nu_L} + (\sigma_P^{(a)}n_1 - \sigma_P^{(e)}n_2)\frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{n_2}{\tau_{fluor}} \quad (1.18)$$

Dans le cas d'un pompage continu (ce qui est toujours le cas dans les systèmes développés à haute cadence) et en l'absence d'émission stimulée, l'équation 1.18 devient :

$$\frac{dn_2}{dt} = \sigma_{aP}n_{tot}\frac{I_P}{h\nu_P} - (\sigma_{eP} + \sigma_{aP})n_2\frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{n_2}{\tau_{fluor}} \quad (1.19)$$

$$\frac{dn_2}{dt} = \sigma_{aP}n_{tot}\frac{I_P}{h\nu_P} - \frac{n_2}{\tau_{eff}} \quad (1.20)$$

où

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_{fluor}}{1 + \frac{I_P}{I_P^{Sat}}} \quad (1.21)$$

est la durée de vie effective de l'état excité qui dépend de l'intensité de pompage. C'est cette nouvelle durée qu'il faut prendre en compte afin de déterminer le stockage d'énergie réalisé.

Avec  $I_P^{(Sat)}$  l'intensité de pompage de saturation, intensité nécessaire pour atteindre l'inversion de population maximale. On dira souvent que l'on "blanchit" le matériau, puisque toute puissance de pompe supplémentaire ne sera pas absorbée.

$$I_P^{(Sat)} = \frac{h\nu_P}{(\sigma_{aP} + \sigma_{eP})\tau} \quad (1.22)$$

A l'état stationnaire  $\frac{dn_2}{dt} = 0$ , l'équation 1.20 donne :

$$n_2^{(stat)} = \tau_{eff} \left[ \sigma_{aP}n_{tot}\frac{I_P}{h\nu_P} \right] \quad (1.23)$$

$$\beta(z) = \frac{n_2(z)}{n_{tot}} = \frac{\sigma_a I_P(z)\tau}{1 + (\sigma_a + \sigma_e)I_P(z)\tau} \quad (1.24)$$

$$n_2^{(moy)} = \frac{1}{L} \int_0^L n_2(z)dz = n_{tot} \frac{1}{L} \int_0^L \beta(z)dz \quad (1.25)$$

On définit ainsi le gain global  $G$  tel que :

$$G = \frac{E_{Sortie}}{E_{Entree}} = \exp^{g_{0l} \cdot L_{mat}} \quad (1.26)$$

où  $E_{Sortie}$  et  $E_{Entree}$  sont respectivement les énergies de sortie et d'entrée de l'amplificateur,  $L_{mat}$  la longueur du matériau actif et  $g_{0l}$  le gain linéique défini par :

$$g_{0l} = (\sigma_{eL} + \sigma_{aL})(n_{2moy} - n_{2trL}) \quad (1.27)$$

A la vue de cette équation, on voit bien que pour obtenir une amplification optimale, il faudra que l'inversion de population sur le long de la fibre soit en tout point supérieure à l'inversion de population de transparence.

### 1.1.3.2 Saturation de l'absorption

Il est important de noter qu'en présence d'effet laser, un matériau dont l'absorption est saturée, ne l'est plus forcément si on se place en régime d'extraction. L'extraction de puissance constitue une déplétion du niveau excité qui ramène les ions dans l'état fondamental. De ce fait, la puissance de pompe sera à nouveau absorbée.

La figure 1.13 montre l'évolution du taux d'inversion en fonction de l'intensité de pompage sur de l'Yb :verre. On constate que pour une intensité de pompage autour de  $200 \text{ kW.cm}^2$ , le taux d'inversion commence à saturer autour de 42 % en raison de la compétition absorption/émission. Tous les atomes sont excités, il n'est pas possible d'inverser plus.

### 1.1.3.3 Réabsorption

En raison du caractère trois niveaux à comparer avec les lasers quatre niveaux comme le Ti :saphir, le niveau fondamental du matériau utilisé est peuplé thermiquement. Il est donc nécessaire de posséder une intensité de pompage minimale permettant de rendre transparent le matériau à la longueur d'onde laser.

On définit ainsi l'intensité de pompe permettant d'atteindre la transparence telle que :

$$I_{PL}^{(tr)} = \frac{h\nu_P}{\left(\frac{\sigma_{aP}\sigma_{eL}}{\sigma_{aL}} - \sigma_{eP}\right) \tau_{fluo}} \quad (1.28)$$

L'effet de la réabsorption aura donc plusieurs répercussions sur l'architecture des amplificateurs à fibres ou solides dopés aux ions Ytterbium :

- Si au cours de la propagation de la puissance de pompe dans un matériau amplificateur, l'intensité de pompage passe en deçà de l'intensité de transparence, les derniers millimètres ou centimètres du milieu amplificateur deviendront absorbants pour le signal laser,

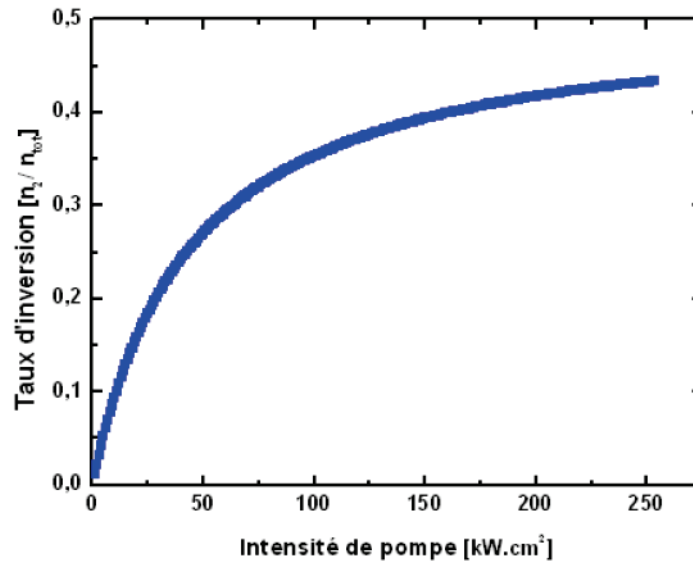


FIGURE 1.12 – Taux d'inversion en fonction de l'intensité de pompe pour une longueur d'onde de pompe de 976 nm pour l'Yb :Verre.

- Le seuil de pompage ou intensité de pompage sera plus élevé que pour un système à quatre niveaux, puisqu'il faut d'abord dépasser le seuil de transparence. Comme nous le verrons par la suite, cette intensité peut atteindre plusieurs dizaines de  $\text{kW.cm}^{-2}$  pour un fonctionnement à 976 nm. Heureusement, les diodes laser actuelles permettent d'atteindre des intensités bien au delà des seuils de transparence,
- Un comportement différent en fonction de la géométrie de refroidissement et géométrie du matériau. En effet, la réabsorption provenant de la présence d'un peuplement thermique sur le niveau fondamental, fait qu'en fonction de la température au sein du matériau, l'intensité de transparence sera plus ou moins importante.

## 1.2 Géométries pour un fonctionnement à forte puissance moyenne

Même si comme nous venons le voir, l'ion  $\text{Yb}^{3+}$  possède un très faible défaut quantique qui limite l'énergie dissipée dans la matrice hôte, il ne faut pas oublier que sous de très fortes puissances de pompe ( $> 50 \text{ W}$ ), les fortes densités de puissance mises en jeu au sein du matériau restent tout de même un réel problème. Il est en effet important d'avoir une géométrie et un système de refroidissement optimisés (Figure 1.13). En ce qui concerne les systèmes de refroidissement, nous pouvons dès lors penser au refroidissement par cryogénie, mais celui-ci est relativement coûteux, complexe et n'offre pas la possibilité de réaliser un système simple et compact. Il convient de préciser qu'un système de refroidissement optimal est un système qui sera placé au plus proche de la surface d'échange afin d'être un bon dissipateur

thermique.

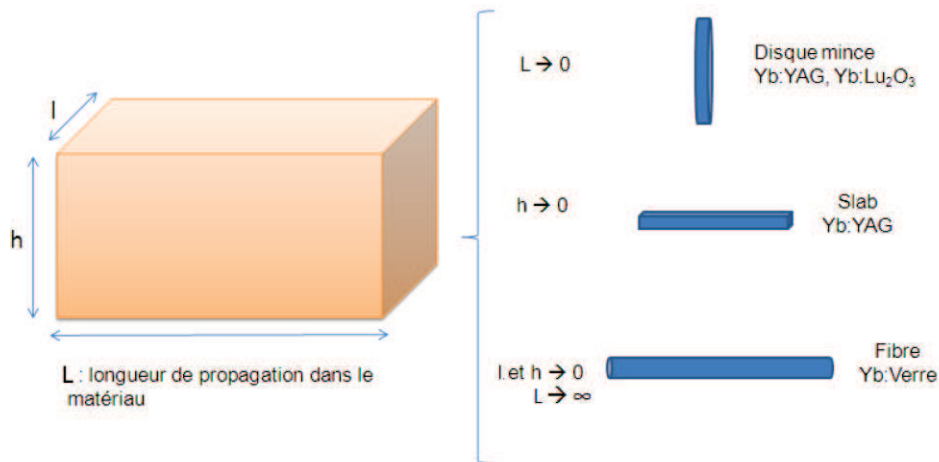


FIGURE 1.13 – Différents types de géométries permettant une bonne gestion de la chaleur.

Le deuxième point sur lequel nous pouvons "jouer" est la géométrie du milieu amplificateur. Il est en effet important que la grandeur surface de contact avec l'environnement extérieur sur le volume pompé soit le plus grand possible. Cette grandeur traduit la capacité du matériau à dissiper la chaleur à travers l'ensemble de ces surfaces d'échanges. Si on prend simplement les formules de la surface et du volume d'un parallélépipède quelconque (Equations 1.29 et 1.30), on obtient :

$$S \propto h.l + h.L + L.l \quad (1.29)$$

et

$$V \propto L.l.h \quad (1.30)$$

Une évacuation de la charge thermique sera efficace si la surface d'échange avec le dissipateur est grande devant le volume chauffé :

$$\frac{S}{V} \propto \frac{1}{L} + \frac{1}{l} + \frac{1}{h} \rightarrow \infty \quad (1.31)$$

Dès lors plusieurs géométries sont envisageables :

- Diminuer la longueur : technologie disque mince,
- Diminuer la hauteur : technologie slab,
- Diminuer la largeur et la hauteur et augmenter la longueur : technologie fibre.

Les deux premières technologies ont connu d'énormes évolutions durant ma thèse et vont être présentées plus en détails par la suite. Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes intéressés aux systèmes fibrés.

### 1.2.1 Technologie "Thin-Disk"

La technologie des lasers à disque mince née dans les années 90 a été développée par le groupe d'Adolf Giesen de l'Université de Stuttgart [17]. Cette technologie est bien connue pour sa capacité à générer de forte puissance moyenne en continu, jusqu'à 4 kW pour une tête unique et 16 kW avec plusieurs têtes (Trumpf TrueDisk). Les architectures lasers développées ne sont toutefois pas limitées au régime continu et peuvent fonctionner aussi bien en régime déclenché (Q-switched) [18] qu'en régime à verrouillage de modes (mode-locked) [19], moyennant l'ajout dans la cavité d'un modulateur acousto-optique ou d'un miroir semi-conducteur à absorbant saturable (SESAM pour Semi-conductor Saturable Absorber Mirror). Le laser à disque mince se compose comme son nom l'indique d'une cavité laser (oscillateur ou amplificateur régénératif) dans laquelle le milieu à gain est un cristal ayant la forme d'un disque mince avec un diamètre de quelques millimètres et une épaisseur de l'ordre de  $100\ \mu\text{m}$  (Figure 1.14). En raison de cette faible épaisseur, l'absorption simple ou double passage de la pompe est relativement faible et nécessite une configuration multi-passages de la pompe dans le matériau actif. Cette configuration relativement complexe mais qui peut être relativement compacte, repose sur l'utilisation d'un miroir parabolique et de prismes rétro-rélecteurs. Ajouté à cela, la face arrière du disque contient un traitement multi-couches hautement réfléchif à la longueur d'onde de pompe ainsi que celle du signal. Ainsi, plusieurs têtes "thin-disk" reposent sur l'utilisation de 8 voir 16 double passages du faisceau de pompe. Les diodes de pompe utilisées ne nécessitent pas de disposer d'une forte brillance.

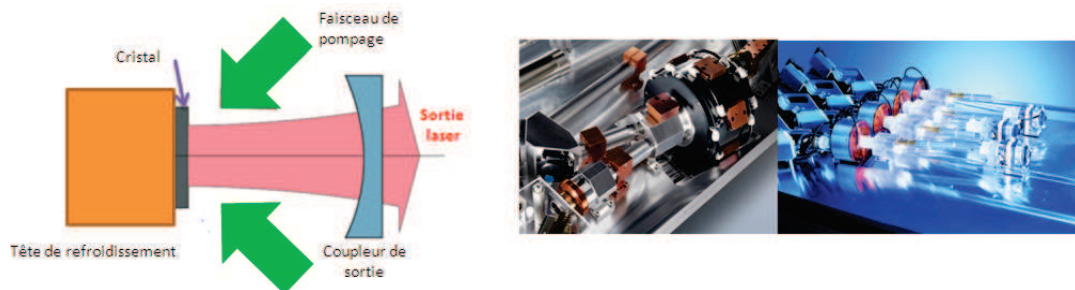


FIGURE 1.14 – Principe de fonctionnement d'un laser à disque mince. (Au centre, laser 8 kW de Trumpf, A droite, la version 16 kW).

L'avantage du disque mince par rapport à un cristal conventionnel réside en sa faible épaisseur. En effet, la chaleur générée au sein du cristal est extraite préférentiellement dans la direction longitudinale plutôt que dans la direction perpendiculaire. Il n'y a donc pas de gradient transverse susceptible de modifier notablement la qualité spatiale du faisceau. Afin d'évacuer la charge thermique, la face arrière du cristal est montée directement sur un support massif qui possède une très bonne conductivité thermique d'où la possibilité d'atteindre des puissances moyennes élevées.

En régime femtoseconde, les lasers à "disque mince" sont intéressants pour leur capacité à pouvoir aussi

générer de très forte puissance moyenne  $> 100$  W. A ce jour, seuls des oscillateurs à base de SESAM ont été développés. En effet, en raison de la faible épaisseur de cristal utilisé, la phase non-linéaire accumulée est relativement faible et ne permet pas l'obtention de lentille de Kerr significative. Toutefois, l'utilisation de SESAM en présence d'une puissance intracavité gigantesque n'était pas évidente. Il fallu attendre les travaux du groupe d'Ursula Keller de l'ETH Zürich dans les années 2000 afin que soit démontrée l'utilisation de SESAM en présence de forte puissance moyenne [19].

Le laser femtoseconde à base "disque-mince" le plus puissant a été réalisé à partir d'un cristal d' $Yb : Lu_2O_3$  [20]. Il délivre une puissance de 140 W pour un taux de répétition de 60 MHz soit une énergie de  $2 \mu J$  et une durée d'impulsion de 740 fs. Des travaux ont alors été réalisés afin de dépasser la barrière des  $10 \mu J$  en rallongeant la cavité. Ainsi des impulsions avec une énergie  $> 10 \mu J$  en régime sub-picoseconde ont pu être générées [21], [22] voir même des impulsions  $> 40 \mu J$  en régime picoseconde [23]. Bien que la plupart des oscillateurs à disque mince utilisent des cristaux d' $Yb : YAG$ , des impulsions plus courtes peuvent être obtenues en utilisant d'autres cristaux, par exemple d' $Yb : KGW$  ou  $Yb : KYW$  [24]. Des durées d'impulsions de 200 fs ont été démontrées récemment en utilisant un cristal d' $Yb : YAG$  et un verrouillage par lentille de Kerr grâce à une lame de verre de 1 mm d'épaisseur placée dans une deuxième sous-cavité [25].

Même si comme on l'on vient de voir, les oscillateurs à disques minces sont limités à ce jour à une énergie d'une dizaine de  $\mu J$ , cette géométrie d'amplification peut être aussi utilisée dans un amplificateur régénératif. Le faible gain simple passage dû à la faible épaisseur du cristal peut être compensé par un grand nombre d'aller-retour dans la cavité. On pourra ainsi évoquer les résultats récents à base de cristaux d' $Yb : CaF_2$  [26] et d' $Yb : SrF_2$  [27] ayant démontré respectivement des impulsions de 178 fs et 325 fs pour des énergies proches du mJ après compression.

### 1.2.2 Technologie Innoslab

La technologie Innoslab a été développée à l'institut Fraunhofer [28]. Dans un slab, le cristal faiblement dopé (de type  $Yb : YAG$ ) se présente sous la forme d'une petite plaque d'épaisseur très inférieure aux autres dimensions (par exemple  $10 \times 10 \times 1$  mm)(Figure 1.15).

Alors que dans le "disque-mince" seule une face est en contact avec la tête dissipatrice de la charge thermique, dans le cas de l'innoslab, les deux plus grandes surfaces dépolies sont collées sur un bloc de refroidissement de part et d'autre. Ceci permet une excellente évacuation de la chaleur. Le cristal est pompé longitudinalement par un faisceau elliptique qui est recyclé. Grâce à une mise en forme spatiale, le faisceau de pompe est homogène dans le cristal. La complexité est encore plus accrue pour la propagation du signal dans le cristal. La propagation se fait par l'intermédiaire de deux miroirs cylindriques renvoyant le faisceau dans le milieu à gain. A chaque passage dans le milieu à gain, le faisceau s'élargit. Ainsi le faisceau rencontre à chaque passage une zone différente du milieu à gain. En général, une dizaine de passages sont nécessaires pour extraire toute la puissance disponible. Puisque la taille du faisceau signal

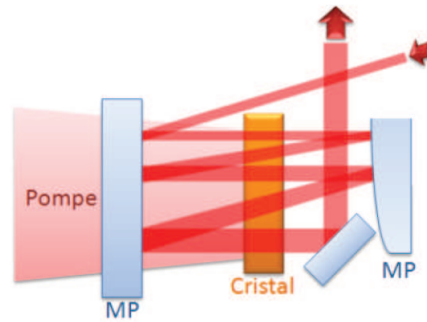


FIGURE 1.15 – (a) Vue schématique d'un amplificateur Innoslab [29]. L'épaisseur du cristal dans le plan perpendiculaire à la figure est très faible et le pompage s'effectue radialement. MP : miroir parabolique. (b) Innoslab de 400 W [28].

s'élargit, l'intensité laser reste inférieure au seuil du dommage du matériau. Par ailleurs comme seule une direction est refroidie, il existe une lentille cylindre, mais celle-ci est homogène car la distribution de la pompe est homogène. Une représentation d'un amplificateur innoslab est présentée sur la figure 1.15.

Les résultats obtenus avec cette technique sont impressionnants. La première expérience réalisée [28] a consisté à amplifier directement un oscillateur femtoseconde Yb :KGW délivrant une puissance moyenne de 2 W à une cadence de 76 MHz. Après 9 passages dans le cristal, le signal est amplifié jusqu'à une puissance de 400 W pour une puissance de pompe de 833 W. En raison du fort gain réalisé, le spectre est réduit de 3,7 nm à 1,8 nm ce qui correspond à une durée d'impulsion finale de 682 fs.

En cascade un deuxième amplificateur cette fois-ci à 1 passage, le signal est amplifié jusqu'à 1,1 kW [29]. La puissance crête associée atteint une valeur de 80 MW. Dans cette configuration l'oscillateur émet à une cadence de 20 MHz. L'énergie maximale extractible en régime femtoseconde en configuration d'amplification directe est donc de 55  $\mu J$ .

Les derniers travaux portent donc sur l'adaptation de l'Innoslab à l'amplification d'impulsions énergétiques à plus basse cadence issues d'un laser à fibres, dans une configuration d'amplification à dérive de fréquences. Les performances obtenues sont remarquables avec 200 W à 100 kHz (soit 2 mJ) et 680 fs [30]. La principale limitation à l'obtention de plus fortes puissances moyennes demeure le seuil de dommage des matériaux.

### 1.2.3 Technologie des fibres

L'utilisation de fibres optiques pour la génération de fortes puissances moyennes est la géométrie qui possède le rapport surface/volume le plus important parmi les architectures existantes, et permet ainsi une très bonne évacuation de la chaleur sans requérir de système de refroidissement particulier. Les lasers à fibres délivrant un faisceau monomode furent toutefois longtemps limités à des puissances de quelques centaines de mW. En effet, la principale application des fibres optiques dans les années 70-80

est le domaine des télécommunications qui ne nécessitait pas de forte puissance moyenne. De plus, les premières fibres amplificatrices ne permettaient pas d'utiliser des diodes de pompage de fortes puissances moyenne.

**Fibre à saut d'indices** Les premières fibres optiques développées sont des fibres à saut d'indice possédant une "gaine" diélectrique homogène et un coeur en silice dopée le plus souvent en oxyde de germanium  $GeO_2$  et/ou de potassium  $P_2O_2$  (Figure 1.16). Pour respecter les conditions de réflexion totale interne l'indice du coeur  $n_c$  est supérieur à l'indice de la gaine  $n_g$ . Ces fibres peuvent être passives ou avec un coeur dopé en ions terre rares tels que l'Erbium, Néodyme, Thulium, Holmium ou, dans notre cas, l'Ytterbium.

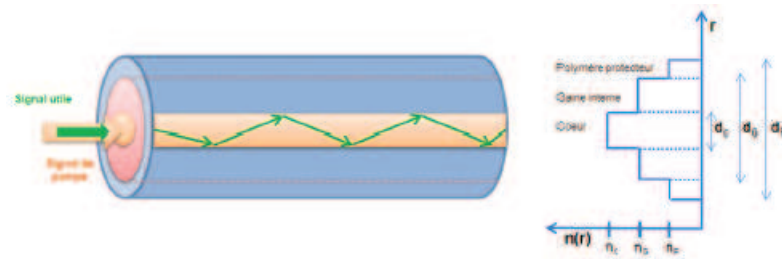


FIGURE 1.16 – Structure et principe d'une fibre monomode.

On notera "O.N." l'ouverture numérique d'une fibre qui représente le cône d'acceptance de telle sorte qu'un rayon lumineux provenant de ce cône soit guidé dans la fibre par réflexion totale l'interne. La définition mathématique de l'ouverture numérique est la suivante :

$$ON = n_0 \sin(\theta_i) \quad (1.32)$$

où  $n_0$  est l'indice du milieu d'observation (en général l'air) et  $\theta_i$  l'angle entre l'axe optique et le rayon ayant l'inclinaison maximale pour être injecté correctement dans la fibre. A titre d'exemple, une fibre standard ayant un diamètre de coeur de  $6 \mu m$  possède une ouverture numérique de 0,11.

Dans le cas d'une fibre active simple gaine, la pompe est directement envoyée dans le coeur. Puisque celle-ci est monomode, la diode de pompe utilisée doit elle aussi être monomode. L'injection se fait soit en espace libre en respectant la conservation de l'étendue géométrique que nous aborderons plus tard dans ce chapitre soit en utilisant un combineur de signal (appelé aussi WDM pour Wavelength Division Multiplexer).

Cependant, ces lasers à fibre simple gaine sont limités à de faibles puissances à cause des limitations en puissance des diodes lasers monomodes. En effet, la qualité spatiale des diodes lasers étant relativement mauvaise, il est difficile de coupler leur puissance dans une fibre monomode. Les diodes de pompage sur fibre monomode les plus puissantes aujourd'hui délivrent aujourd'hui une puissance de 1 W (diode 2000



CHP de chez 3SPgroup).

On voit dès lors une limitation à une montée en puissance des sources fibrées émettant à 1030 nm.

**Vers une montée en puissance : les fibres double gaine** La solution vers une montée en puissance est l'utilisation de fibres à doubles gaines (Figure 1.17) [31]. On rajoute par rapport à la géométrie précédente, une gaine intermédiaire ayant une forte ouverture numérique ( $ON \sim 0,3$  à  $0,5$ ) ce qui permet d'injecter l'ensemble de la lumière émise par les diodes lasers multimodes de fortes puissances utilisées. Cette gaine de pompe a en général un diamètre de quelques centaines de  $\mu m$ . Le coeur gardant quant à lui un diamètre de coeur voisin de  $10 \mu m$  afin de conserver une propagation monomode.

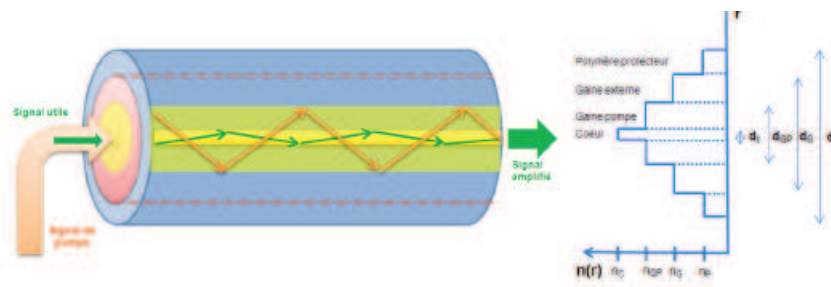


FIGURE 1.17 – Principe de fonctionnement d'une fibre à double gaine.

Cependant, même si l'idée de pouvoir collecter de très fortes puissances moyennes fut un réel succès, un second problème apparut à savoir : l'efficacité d'absorption.

Dans le cadre des fibres monomodes, le pompage coeur réalisé, permettait d'être très efficace et d'utiliser des fibres ayant une longueur relativement courte (de l'ordre du mètre). Dans le cas d'une gaine de pompe à géométrie circulaire telle qu'elle est représentée sur la figure 1.17, une étude menée par Liu et al. [32] sur la propagation de faisceaux multimodes montre que seuls les rayons méridionaux sont susceptibles d'interagir avec le coeur, ce qui n'est pas le cas des rayons hélicoïdaux qui peuvent se propager dans la gaine sans rencontrer le coeur. De ce fait si cette fibre est active, seuls quelques pourcents ( $< 10 \%$ ) de la puissance totale de pompe injectée sera absorbée. Il devient donc important de pouvoir rompre la géométrie circulaire afin d'accroître l'efficacité d'absorption et c'est ce à quoi plusieurs groupes de recherche se sont attachés de développer (Figure 1.18) [33][34][35] :

- fibre double gaine à coeur décentré [31],
- fibre double gaine à gaine rectangulaire [36],
- fibre double gaine à gaine décagonale [37],
- fibre double gaine ayant un gaine ayant un profil en D [38].

Même si toutes ces techniques sont plus ou moins équivalentes, il a été démontré [39] que les géométries où la gaine à une forme rectangulaire ou en D étaient les géométries les plus efficaces.

Dans ces cas là, l'absorption de la pompe dans la gaine  $\alpha_G$  est donnée par la relation suivante :

$$\alpha_G = \alpha_c \times \frac{A_c}{A_G} \quad (1.33)$$

où  $\alpha_G$  est le coefficient d'absorption de la pompe dans le coeur et  $A_c$  et  $A_G$  respectivement les surfaces du coeur et de la gaine.

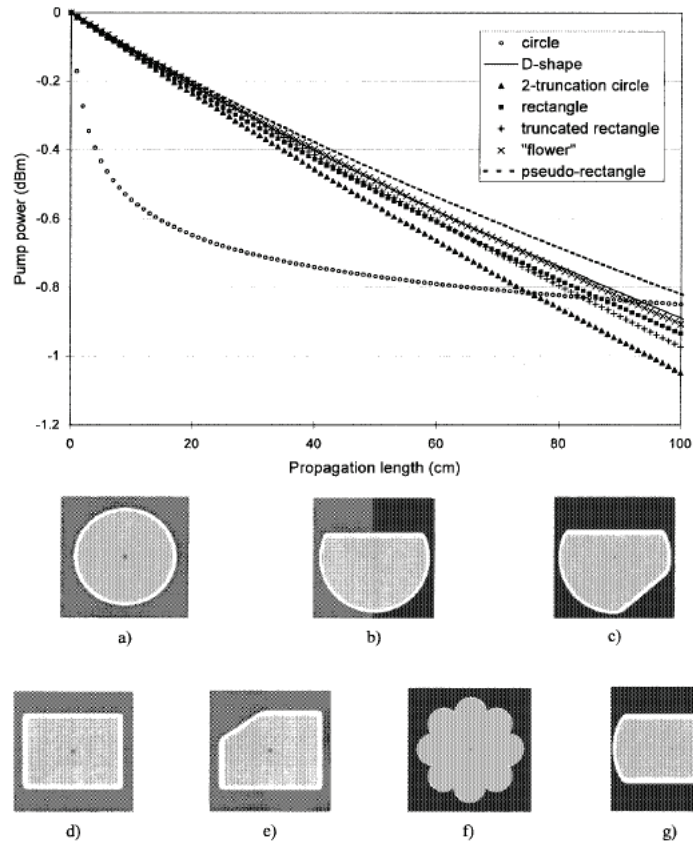


FIGURE 1.18 – Évolution longitudinale de la puissance de pompe pour différentes formes de gaine de pompe : (a) cercle, (b) forme en D, (c) cercle coupé, (d) rectangle, (e) rectangle tronqué, (f) "fleur" et (g) rectangle à deux faces arrondies [40].

### 1.2.4 Technologie fibre cristalline

Une solution intermédiaire entre la technologie des fibres et celle des cristaux est la technologie des fibres cristallines. Ce type d'architecture née dans les années 80 [41] repose sur l'utilisation d'un cristal fin et long afin d'avoir une bonne gestion de la thermique, dans lequel seul le faisceau de pompe est guidé (Figure 1.19). Le faisceau signal injecté conserve quant à lui, sa divergence naturelle. À cause des difficultés de croissance des cristaux sur de grandes longueurs avec de faibles pertes optiques, cette technologie fut longtemps limitée à des puissances lasers inférieures au Watt.

Depuis 2006, une nouvelle technique de croissance appelée "micro-pulling down" [42] a été développée

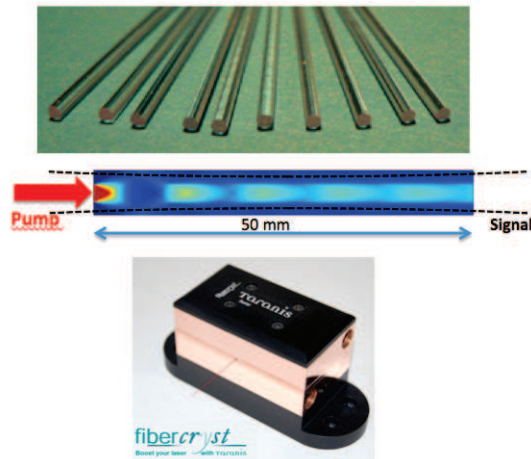


FIGURE 1.19 – Schéma de principe d'une fibre cristalline.

et permet d'obtenir des cristaux optiquement homogènes sur des longueurs de plusieurs dizaines de centimètres. Les puissances en configuration lasers ou amplificateurs, n'ont dès lors pas cessé d'augmenter. On pourra notamment évoquer les travaux sur de l'Yb :YAG et du Nd :YAG de Julien Didierjean [43] et Damien Sangla [44], doctorants au sein du laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique sous la direction de Monsieur Balembois. Les dernières performances de cette technologie sont très prometteuses. On peut ainsi évoquer une puissance continue record de 251 W en continu en configuration laser avec une efficacité optique-optique de 44 % et un cristal d'Yb :YAG de 40 mm de long, de 1 mm de diamètre et dopé à 1 % en ions  $Yb^{3+}$  [45]. En configuration amplificateur et plus particulièrement en régime CPA (technique d'amplification présentée au chapitre 2), une puissance de 30 W pour 75 W de pompe a été obtenue à une cadence de 10 MHz et une énergie de 1,3 mJ a pu être extraite de la fibre pour un fonctionnement à 10 kHz. Dans cette dernière configuration, la durée d'impulsion recomprimée est de 380 fs. La principale limite de cette technologie est qu'elle se limite à des cristaux de YAG. Cependant des développements sont en cours afin de développer des fibres Yb :Calgo ce qui permettra d'obtenir entre autres des impulsions encore plus courtes.

## 1.3 Lasers fibrés femtosecondes de forte puissance moyenne

### 1.3.1 Lasers impulsionnels femtosecondes

#### 1.3.1.1 Génération d'impulsions brèves

Au sein d'une cavité laser peut exister une infinité de modes longitudinaux espacés fréquemment d'une distance  $\Delta\nu = \frac{c}{2L}$  où  $L$  est la longueur de cavité (Figure 3.26). En fonction de la bande spectrale émise par le matériau, seule une quantité finie de modes sera susceptible de contribuer à la formation

d'une impulsion.

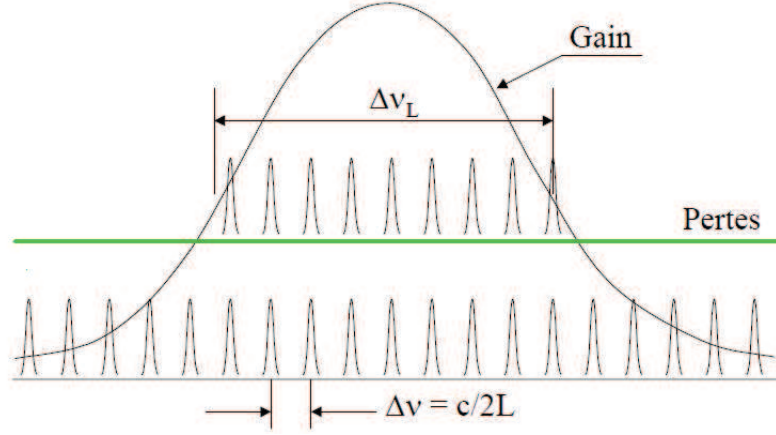


FIGURE 1.20 – Représentation schématique des modes actifs d'une cavité laser.

Sachant qu'un mode longitudinal de la cavité peut s'écrire sous la forme :

$$E_m(x, y, z, t) = E_{0m}(x, y, z, t) \exp^{i(\phi_m - \omega_m t)} \quad (1.34)$$

Où  $E_{0m}$ ,  $\omega_m$  et  $\phi_m$  sont respectivement l'amplitude, la fréquence et la phase du mode  $m$ , le champ total oscillant dans la cavité s'écrit sous la forme :

$$E(x, y, z, t) = \sum_{m=-M}^M E_{0m}(x, y, z, t) \exp^{i(\phi_m - \omega_m t)} \quad (1.35)$$

où  $2M$  correspond au nombre total de modes longitudinaux qui oscillent dans la cavité.

Pour qu'il puisse y avoir formation et génération d'une impulsion brève, il faut qu'il y ait une relation de phase constante entre tous les modes longitudinaux. Dans le cas contraire, on assiste à un effet de moyenne et à une instabilité du régime (Figure 1.21). Il s'agit du régime continu.

Il est donc nécessaire de synchroniser la phase de ces modes longitudinaux (Figure 1.23). Pour cela, plusieurs techniques existent et seront présentées au cours des chapitres 4 et 5. Dans ce cas là, la puissance du laser se présentera sous la forme d'une succession d'impulsions de même énergie, séparées par une durée inverse à l'écart fréquentiel  $\Delta\nu$  défini au préalable. L'intensité émise par la source laser est donnée par :

$$I(t) \propto \frac{\sin^2(N\pi\delta\nu t)}{\pi\delta\nu t} \quad (1.36)$$

La durée des impulsions émises sera d'autant plus courte que le nombre de modes longitudinaux sera important :

$$\Delta t \approx \frac{1}{N\delta\nu} = \frac{1}{N\Delta\nu} \quad (1.37)$$

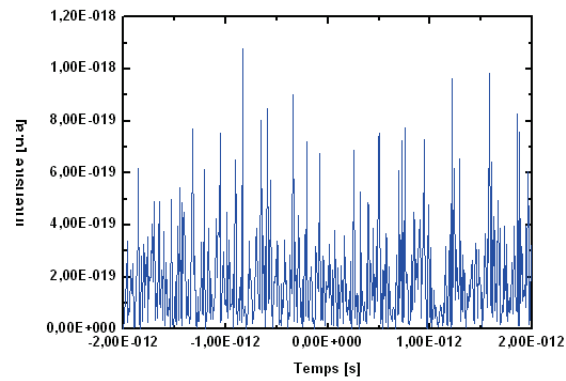


FIGURE 1.21 – Instabilités du régime continu.

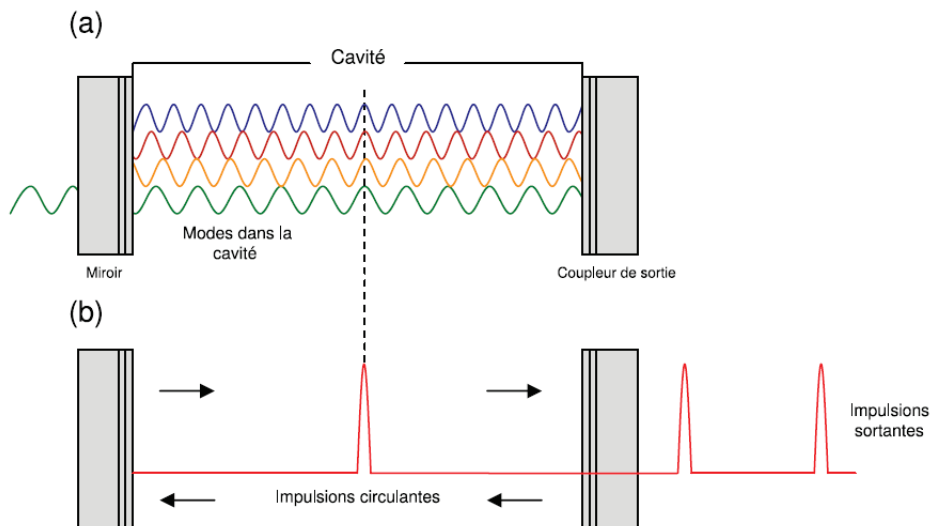


FIGURE 1.22 – Principe de formation d'une impulsion brève dans une cavité laser.

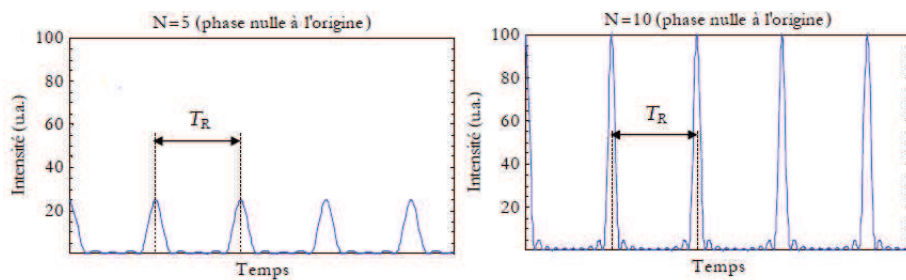


FIGURE 1.23 – Mise en phase des modes longitudinaux d'une cavité laser pour la génération d'impulsions ultracourtes.

où  $\Delta\nu$  représente la bande de gain totale du matériau mise en phase. Une condition nécessaire pour obtenir les impulsions les plus courtes possible est l'utilisation de matériaux ayant la bande d'émission la plus large possible. La figure (1.24) représente les sections efficaces d'émission des matériaux dopés Ytterbium les plus utilisés.

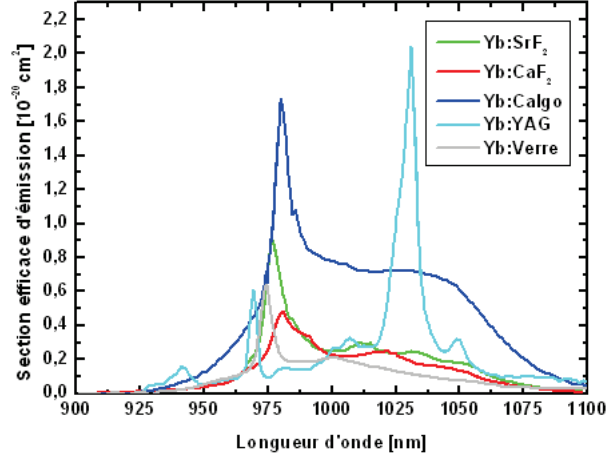


FIGURE 1.24 – Sections efficaces d'émission de différents matériaux dopés  $Yb^{3+}$ .

### 1.3.1.2 Formalisme mathématique

Une impulsion laser intense est une onde électromagnétique dont l'énergie est confinée à la fois temporellement et spatialement. On parlera en général d'impulsions laser brèves lorsque la durée de celles-ci est inférieure à quelques dizaines de picosecondes ( $10 \times 10^{-12} s$ ).

Le champ électrique correspondant à une telle onde peut s'écrire sous la forme suivante :

$$H(r, z, t) = F(r, z) \exp^{i\phi_s(r, z)} \times E(t) \exp^{i\phi_t(t)} \exp^{i\omega_0 t} \times \exp^{ikz} \quad (1.38)$$

où :

- $E(t) \exp^{i\phi_t(t)} \exp^{i\omega_0 t}$  correspond à la composante temporelle,
- $F(r, z) \exp^{i\phi_s(r, z)} \exp^{ikz}$  correspond à la composante spatiale,

**Domaine temporel** Si on reprend la relation 1.35 et si l'on ne considère que la partie temporelle, on peut écrire :

$$E(t) = \sum_{-M}^M E_n \exp^{i\omega_n t} \quad (1.39)$$

où les fréquences  $\omega_n$  sont les fréquences des différents modes longitudinaux distribuées autour d'une fréquence centrale  $\omega_0$  telle que :

$$\omega_n = \omega_0 + n\Delta\nu \quad (1.40)$$

Le champ  $E(t)$  peut alors s'écrire à nouveau sous la forme :

$$E(t) = \exp^{i\omega_0 t} \sum_{-M}^M E_n \exp^{in\Delta\omega t} \quad (1.41)$$

La composante temporelle correspond donc à une onde porteuse à la fréquence optique  $\omega_0$ , modulée par une fonction lentement variable en fonction du temps  $A(t)$  telle que :

$$A(t) = \sum_{-M}^M E_n \exp^{in\Delta\omega t} \quad (1.42)$$

Dans la plupart des développements laser, l'enveloppe temporelle est de la forme sécante hyperbolique ou gaussienne. La première forme provient du fait que le mode propre temporel d'une cavité laser impulsionnelle est un soliton temporel ayant pour expression une sécante hyperbolique comme nous pourrions le voir au cours du chapitre 5. La forme gaussienne est en général celle obtenue après amplification dans les différents étages d'amplification d'une chaîne laser.

	Forme mathématique $E(t)$	Facteur de normalisation $A$
Gaussienne	$\exp\left[-A\frac{t^2}{\tau}\right]$	$2\log(2)$
Sécante hyperbolique	$\operatorname{sech}^2\left(A\frac{t}{\tau}\right)$	$2\ln(\sqrt{2} + 1)$

FIGURE 1.25 – Représentation mathématique d'une impulsion laser dont l'enveloppe du champ électrique est soit une gaussienne soit une sécante hyperbolique.

L'intensité temporelle peut alors s'écrire :

$$I(t) = \frac{\epsilon_0 c}{2} E(t) \cdot E^*(t) \quad (1.43)$$

soit :

$$I(t) = I_0 \cdot \operatorname{sech}^2\left(A\frac{t}{\tau}\right) \quad (1.44)$$

ou

$$I(t) = I_0 \exp\left(-2A\frac{t^2}{\tau}\right) \quad (1.45)$$

où  $\tau$  est la durée de l'impulsion correspondant à la largeur à mi hauteur du profil en intensité (Full

Width Half Maximum en anglais).

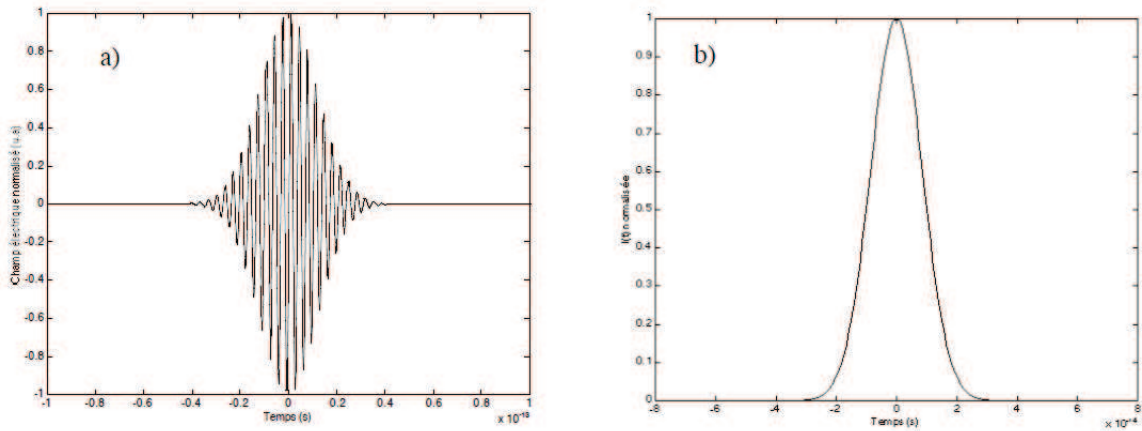


FIGURE 1.26 – Champ électrique (figure a) et intensité du champ (figure b) concernant des impulsions de 30 fs à 1030 nm.

Comme nous le verrons par la suite, il est très souvent utile d’avoir recours à l’expression du champ dans le domaine fréquentiel afin de pouvoir étudier l’évolution temporelle de l’impulsion. Pour ce faire, on peut directement y accéder par transformée de Fourier et ainsi obtenir  $E(\omega)$  et  $I(\omega)$  (1.27).

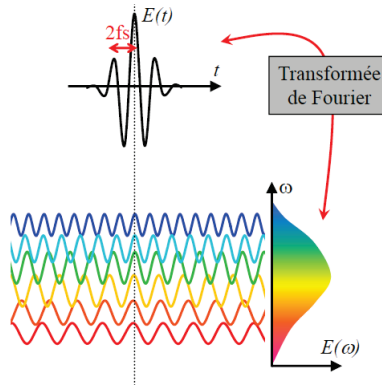


FIGURE 1.27 – Relation de la description du champ électrique dans l’espace temporel et l’espace fréquentiel.

avec

$$E(t) = \int E(\omega) \exp^{-i\omega t} \frac{d\omega}{2\pi} \quad (1.46)$$

On peut ainsi obtenir pour une forme gaussienne, l’intensité spectrale telle que :

$$I(\omega) = 2\pi I_0 \tau^2 \exp^{-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2} \quad (1.47)$$



Ainsi on a comme relation  $\Delta t_{1/2} = 2\tau\sqrt{\ln 2}$  et  $\Delta\omega_{1/2} = 2\frac{\sqrt{\ln 2}}{\tau}$  soit  $\Delta\nu_{1/2} = \frac{1}{2}\delta\omega_{1/2} = \frac{1}{\pi\tau}\sqrt{\ln 2}$

Si l'on calcule le produit des largeurs temporelles et spectrales on obtient ainsi :

$$\Delta t_{1/2}\Delta\nu_{1/2} = \frac{2\ln 2}{\pi} \approx 0,44. \quad (1.48)$$

Dans un cadre beaucoup plus général, on a :

$$\Delta t\Delta\nu \geq \kappa \quad (1.49)$$

Où  $\kappa$  dépend de la forme de l'impulsion :

- 0,441 pour une forme gaussienne,
- 0,142 pour une forme lorentzienne,
- 0,315 pour une forme sécante hyperbolique.

La figure 1.32 représente ainsi l'évolution de la largeur spectrale nécessaire à la production d'impulsions courtes ainsi que l'évolution de la durée d'une impulsion centrée à 1030 nm en fonction de sa largeur spectrale.

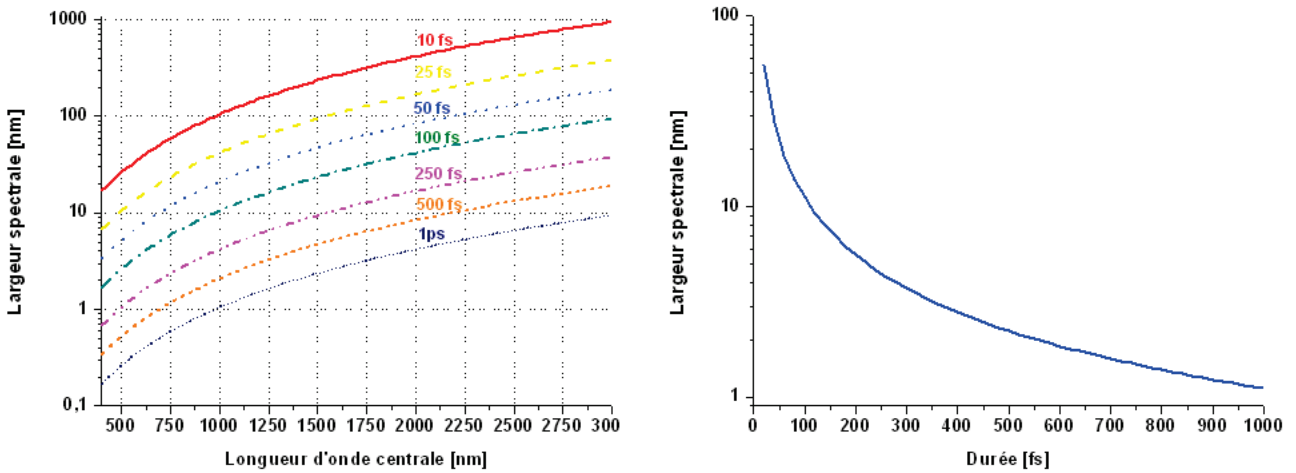


FIGURE 1.28 – Évolution de la largeur spectrale nécessaire à la production d'impulsions courtes en fonction de la longueur d'onde (A gauche). Evolution de la durée d'une impulsion à 1030 nm en fonction de la largeur spectrale (A droite).

**Domaine spatial** Qu'il s'agisse du développement des oscillateurs solides qui seront présentés au chapitre 3 ou des lasers et amplificateurs à fibres, nous travaillerons toujours avec des faisceaux monomodes transverses  $TEM_{00}$ . Le profil spatial ainsi associé est un profil gaussien ayant une symétrie radiale de la forme :

$$F(r, z) \exp^{i\phi_s(r, z)} = \exp^{-\frac{r^2}{\omega^2(z)}} \quad (1.50)$$

L'allure du faisceau est représenté sur la figure 1.29. Il a une symétrie de révolution autour de l'axe Oz.  $\omega(z)$  est le rayon du faisceau en un point de l'axe Oz. Il passe par un minimum  $\omega_0$  appelé waist ou col du faisceau en  $z = 0$ . Près du waist, l'onde gaussienne se comporte comme une onde plane et l'ensemble des vecteurs  $k$  sont tous parallèles. Loin du waist, elle se comporte comme une onde sphérique centrée en O. Le fait d'être près du waist signifie que  $z$  est petit par rapport à une longueur caractéristique du faisceau appelée "distance de Rayleigh" et notée  $z_R$ , telle que :

$$Z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad (1.51)$$

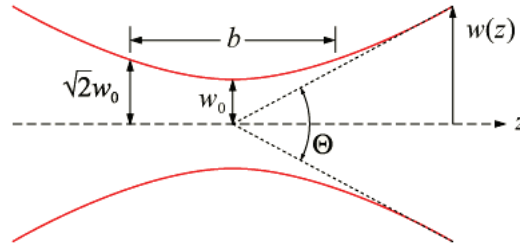


FIGURE 1.29 – Évolution d'un faisceau gaussien et de ses caractéristiques spatiales.

L'intensité à la distance  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$  d'un point d'abscisse  $z$  est donné par :

$$I(r, z) = I(0, 0) \frac{\omega_0^2}{\omega(z)^2} \exp -2 \frac{r^2}{\omega(z)^2} \quad (1.52)$$

Pour  $r = \omega$ , l'intensité vaut  $1/e^2 = 13,5 \%$  de son intensité au centre. Presque toute l'énergie du faisceau est contenue dans un rayon  $\omega$  ou un diamètre  $2\omega$ .

### 1.3.1.3 Caractérisation des impulsions brèves

En pratique, la durée d'une impulsion brève ne peut se mesurer directement. En effet, les temps de réponse des principaux détecteurs utilisables tels que les photodiodes PIN silicium ou les photodiodes InGaAs sont supérieurs de plusieurs ordres de grandeur aux durées qui nous intéressent (Tableau 1.3). Le signal fournit nous permet toutefois d'avoir accès à la réponse impulsionnelle du système de détection, l'énergie par impulsion et le taux de répétition.

Substrat	Couverture spectrale [nm]	Temps de montée [ns]	Surface capteur [ $mm^2$ ]
Si	200-1100	< 1	0,82
	350-1100	10	13
	400-1100	0.047	0,049
InGaAs	800-1800	7	0,79
	900-1700	0.3	0,01
	800-1800	66	3,1
Ge	800-1800	220	19,6

TABLE 1.3 – Temps de réponse des détecteurs sensibles autour de  $1 \mu m$  les plus répandus ( Si=Silicium, InGaAs= Arséniure de Gallium d'Indium, Ge= Germanium). Source [www.thorlabs.com](http://www.thorlabs.com).

Dès lors de nouvelles techniques plus ou moins sophistiquées ont été développées : Autocorrélateur, FROG, Spirit, Spider, Rabbit (pour les impulsions attosecondes). Nous nous limiterons à la présentation des deux systèmes utilisés durant cette thèse, à savoir l'autocorrélateur et le FROG.

**Autocorrélateur intensimétrique** La mesure par autocorrelation du second ordre est obtenue en superposant une impulsion avec son impulsion "jumelle" retardée temporellement dans un cristal non-linéaire doubleur  $\chi^{(2)}$ .

Comme on peut le voir sur la figure (1.30), le principe est le suivant : un interféromètre de Michelson sépare l'impulsion à caractériser en deux répliques identiques (Lame séparatrice 50/50) décalées temporellement à l'aide d'un coin de cube positionné sur une platine motorisée. Ces deux répliques légèrement décalées spatialement (configuration non-colinéaire ou intensimétrique) sont focalisées et superposées au sein d'un cristal doubleur (BBO ou LBO). Chacune des impulsions va donc être doublée en fréquence. Lors du recouvrement spatial et temporel entre les deux répliques, il apparaît aussi un terme croisé. Dès lors, puisque les deux impulsions arrivent avec des angles différents, il suffit à l'aide d'un filtrage spatial de ne sélectionner que la partie provenant du terme croisé .

Le signal de seconde harmonique ainsi mesuré par une photodiode peut s'écrire :

$$S_2(t, \Delta t) \propto E(t)E(t - \Delta t) \quad (1.53)$$

Toutefois, vu les temps de réponses cités précédemment (Tableau 1.3), la mesure fournit sera proportionnelle à l'intégrale de l'intensité de  $S_2(t, \Delta t)$  :

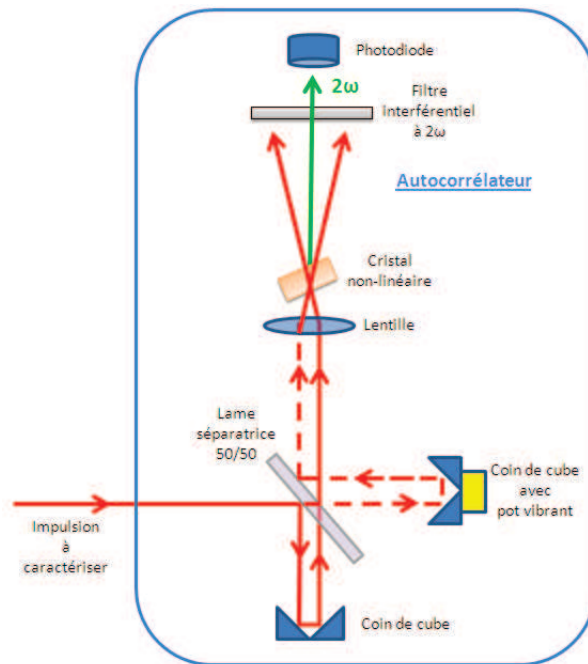


FIGURE 1.30 – Principe de fonctionnement d’un autocorrélateur multi-coups en configuration non-collinéaire.

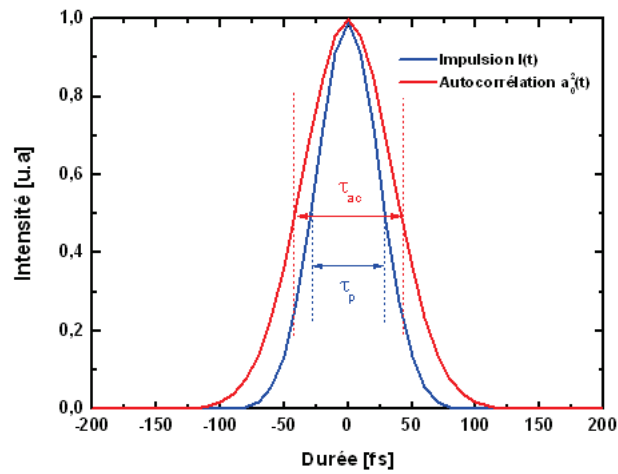


FIGURE 1.31 – Trace du profil en intensité d’une impulsion et la trace de l’autocorrélation correspondante.

$$S_2(\Delta t) \propto \int |S_2(t, \Delta t)|^2 dt \propto I(t)I(t - \Delta t) dt \tag{1.54}$$

Bien que permettant d’estimer une valeur de la durée de l’impulsion en intensité, cette mesure ne permet pas de quantifier parfaitement le champ électrique (Figure 1.31). Il nous faudra toutefois faire

l'hypothèse sur la forme du profil temporel et d'appliquer un facteur de déconvolution à la durée mesurée. Généralement, deux formes d'impulsions sont utilisées :

- Le profil gaussien : le facteur de déconvolution vaut 1,41,
- Le profil sécante hyperbolique : le facteur de déconvolution vaut 1,54.

**FROG** Afin de pouvoir caractériser entièrement la forme de l'impulsion, il fallu attendre la technique FROG pour « Frequency Resolved Optical Gating » inventée par Trebino dans les années 90 [46]. Cette méthode de caractérisation indirecte permet non seulement de mesurer la durée temporelle de l'impulsion laser mais également sa phase. On en déduit donc le profil temporel réel de l'impulsion laser.

Le principe du FROG est de découper temporellement l'impulsion laser à mesurer à l'aide d'une fonction porte ("gate" en anglais) et d'enregistrer le spectre de chacune des coupes. On obtient ainsi un spectrogramme donnant l'intensité en fonction de la fréquence et en fonction du délai  $\Delta t$  entre la fonction de porte et l'impulsion.

La configuration la plus courante est SHG-FROG (pour Second Harmonique Generation Frog). Dans ce cas là, il suffit de remplacer la photodiode de l'autocorrélateur monté précédemment par un spectromètre. La fonction porte est générée dans le cristal doubleur.

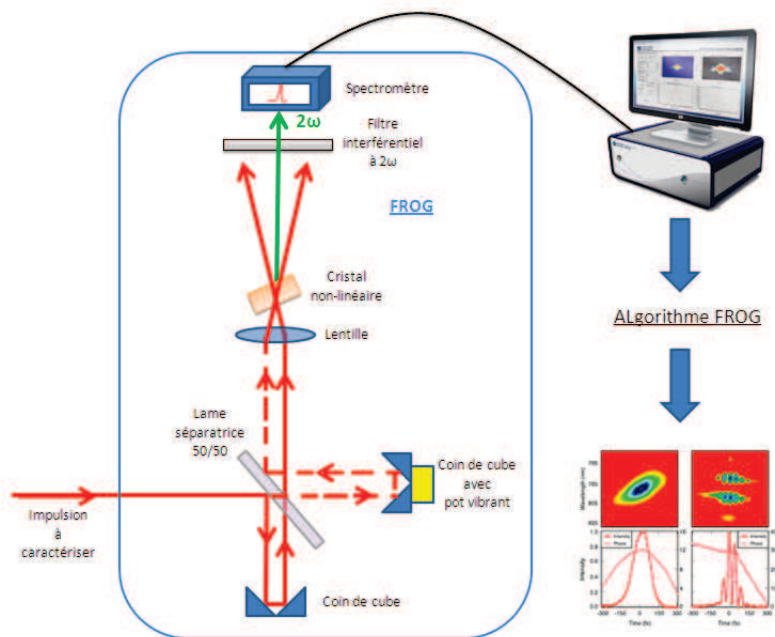


FIGURE 1.32 – Principe de fonctionnement d'un FROG.

Dans ce cas là, nous obtenons un spectrogramme. Il s'agit de la trace FROG. Un algorithme itératif permet par la suite de remonter à la caractérisation complète du champ (amplitude et phase) de l'impulsion.

### 1.3.2 Propagation d'une impulsion femtoseconde dans les fibres optiques : effets linéaires et non-linéaires

La dispersion, l'atténuation et les effets non-linéaires qui agissent sur la propagation d'une onde dans une fibre optique peuvent être combinées dans une seule équation de propagation non linéaire. Celle-ci est établie à partir de la théorie de propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux non linéaires dispersifs.

#### 1.3.2.1 Équation de propagation non-linéaire de Schrödinger

La propagation d'une impulsion lumineuse intense dans une fibre optique unimodale est gouvernée par l'équation de Schrödinger non-linéaire, définit de la façon suivante :

$$j \frac{\partial}{\partial z} A = - \sum_m^{+\infty} j^m \frac{\beta_m}{m!} \frac{\partial^m A}{\partial T^m} - \gamma |A|^2 A - j \frac{\alpha}{2} A \quad (1.55)$$

avec :

- $A=A(z,t)$  représente l'évolution temporelle et longitudinale de l'enveloppe lentement variable de l'impulsion tout au long de la fibre.
- $\tau = t - \beta_1 z = t - \frac{z}{v_g}$ , le temps dans un référentiel se déplaçant à la vitesse de groupe de l'impulsion
- $\gamma$  : le coefficient non linéaire
- $\alpha$  : le terme de gain
- $\beta_m$  : les coefficients de dispersion d'ordre m

#### 1.3.2.2 Les effets linéaires

**Atténuation** La puissance d'un signal lumineux peut être très sensiblement diminuée lors de sa propagation. Les pertes sont essentiellement dues à l'absorption et à la diffusion Rayleigh, par les impuretés et par les micro-défauts de structure du matériau utilisé. Toutes ces pertes dépendent de la longueur d'onde de travail et sont caractérisées par le coefficient d'atténuation défini à partir de la puissance  $P_E$  injectée par rapport à la puissance lumineuse  $P_S$  recueillie à la sortie d'une fibre de longueur  $L$ , en tenant compte d'un couplage optimal dans la fibre.

$$\alpha = -\frac{10}{L} \log \left( \frac{P_S}{P_E} \right) \quad (1.56)$$

A titre d'exemple, la figure 1.33 représente l'atténuation dans une fibre passive en silice en fonction de la longueur d'onde laser. On constate un minimum appelé "fenêtre de transparence" autour de 1,55  $\mu m$  qui correspond à la longueur d'onde utilisée pour les télécommunications. La fenêtre spectrale 1,3 - 1,6  $\mu m$  peut être alors entièrement utilisée pour les télécommunications optiques.

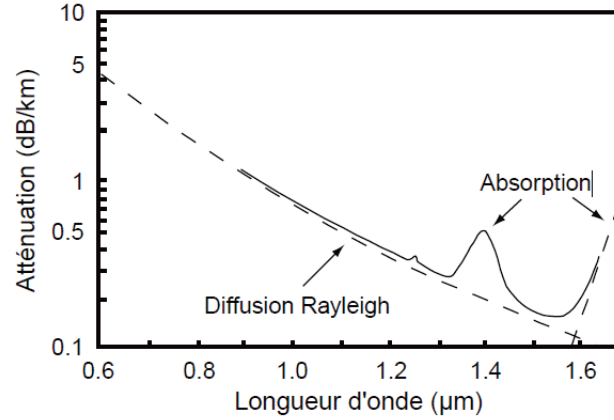


FIGURE 1.33 – Atténuation dans une fibre en silice en fonction de la longueur d'onde.

**Dispersion** Comme nous avons pu le voir précédemment, une impulsion brève dans les régimes étudiés possède un spectre formé de plusieurs composantes fréquentielles. De ce fait, les effets de dispersion constituent un effet important à prendre en compte. Ces effets résultent de la dépendance de l'indice de réfraction d'un matériau à la longueur d'onde  $n(\lambda)$ . Ainsi, les différentes composantes spectrales d'une impulsion de largeur spectrale  $\Delta\lambda$  se propagent avec des vitesses  $v_\lambda = \frac{c}{n(\lambda)}$  différentes, ce qui a pour conséquence un étalement temporel de l'impulsion durant sa propagation dans le matériau. L'influence de la dispersion s'obtient mathématiquement en développant la constante de propagation  $\beta(\omega)$  en série de Taylor autour de la pulsation centrale  $\omega_0$  :

$$\beta(\omega) = n(\omega)\frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6}\beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (1.57)$$

avec :

$$\beta_m = \left[ \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (1.58)$$

On obtient ainsi pour les deux premiers ordres :

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left( n(\omega) + \omega \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right) = \frac{1}{v_g} \quad (1.59)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn(\omega)}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n(\omega)}{d\omega^2} \right) = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} \quad (1.60)$$

où le terme  $\beta_1$  correspond à l'inverse de la vitesse de groupe de l'enveloppe de l'impulsion (en  $s.m^{-1}$ ) et  $\beta_2$  traduit les variations de cette vitesse de groupe de l'impulsion en fonction de la fréquence au voisinage de  $\omega_0$ . Ce coefficient est plus communément appelé dispersion de la vitesse de groupe (où GVD en anglais pour Group Velocity Dispersion). Elle s'exprime en  $ps^2/m$  ou  $ps^2/km$ .

Il est plus souvent utilisé le coefficient de dispersion  $D(\lambda)$  afin de décrire la GVD :

$$D(\lambda) = -\frac{2\pi c}{\lambda^2}\beta_2 \quad (1.61)$$

Usuellement, la dimension de  $D$  est en ps/(nm.km). Ceci signifie qu'une impulsion ayant une largeur spectrale de 10 nm et se propageant sur 1 m dans un milieu dispersif, présentant à la longueur d'onde centrale de l'impulsion une dispersion  $D = 1$ , s'élargit de 10 ps.

La figure 2.16 montre les évolutions de  $\beta_2$  et de  $D$  avec  $\lambda$  dans de la silice pure fondue.

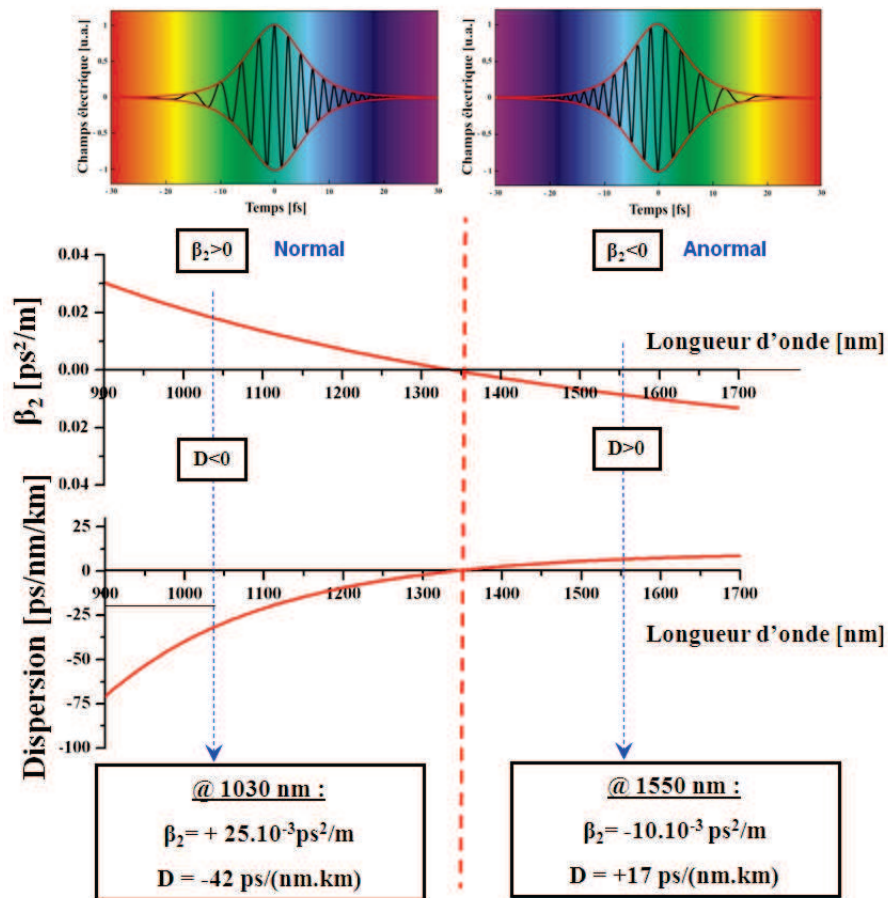


FIGURE 1.34 – Effets de dispersion en régime normal et anormal.

Plusieurs remarques peuvent être effectuées :

- Au voisinage de la longueur d'onde  $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ , la dispersion est nulle. Ceci a pour conséquence que si un tel faisceau se propage dans cette fibre, quelque soit sa longueur, la durée à la sortie, sera rigoureusement égale à celle en entrée. Ce point spécifique sur la courbe de dispersion est appelé "longueur d'onde du zéro de dispersion".



Matériaux	indice de réfraction	$\phi_2(fs^2)$	$\phi_3(fs^3)$
Silice	1,45	1721	4399
$CaF_2$	1,43	1763	2099
BK7	1,51	2318	4777
Saphir	1,75	2863	6261
LAK21	1,63	3447	5823
SF10	1,70	10416	9838

TABLE 1.4 – Valeurs de la dispersion quadratique et cubique introduite par la traversée de 10 cm de différents matériaux, pour une longueur d'onde  $\lambda = 1030$  nm.

- Pour des longueurs d'onde  $< \lambda = 1,3 \mu m$ , on a une dispersion positive appelée dispersion normale. Les longueurs d'onde "rouge" voyagent plus vite que les bleues.
- Pour des longueurs d'onde  $> \lambda = 1,3 \mu m$ , on a une dispersion négative appelée dispersion anormale. Les longueurs d'onde "rouge" voyagent moins vite que les bleues.

Il est aussi important de préciser que la dispersion chromatique est la résultante de deux dispersions : à savoir la dispersion du guide d'onde et la dispersion du matériau utilisé.

**Dispersion du matériau** La dispersion du matériau provient de la dépendance en fréquence de la réponse des couches électroniques du milieu diélectrique à un signal lumineux incident. Loin des résonances du matériau, l'équation de Sellmeier donne une approximation de l'indice de réfraction du matériau  $n_0(\omega)$  :

$$n_0^2(\omega) = \sum_{i=1}^m \frac{A_i \omega_i^2}{\omega_i^2 - \omega^2} \quad (1.62)$$

avec  $\omega_i = \frac{2\pi c}{\lambda_i}$  les fréquences de résonances du matériau et les  $A_i$  les coefficients de poids respectifs.

Pour la silice pure par exemple, les différentes valeurs  $\lambda_i$  et  $A_i$  sont les suivantes :

$$A_1 = 0,696166, A_2 = 0,40794, A_3 = 0,8974794, \lambda_1 = 0,06834 \mu m, \lambda_2 = 0,11624 \mu m, \lambda_3 = 9,8961 \mu m \quad (1.63)$$

Le tableau 1.4 dresse les dispersions d'ordre 2 et d'ordre 3 des principaux matériaux lasers utilisés.

**Dispersion du guide** La dispersion guide est due au fait que la lumière n'est en fait pas strictement confinée dans le coeur. Les champs électrique et magnétique constituant l'impulsion lumineuse s'étendent en fait (légèrement) à l'extérieur du coeur, donc dans la gaine. Le champ électromagnétique "déborde" dans la gaine d'autant plus que la longueur d'onde est grande. L'indice de réfraction vu par l'onde est une moyenne entre de l'indice de réfraction du coeur et celui de la gaine. Les longueurs d'ondes les plus petites auront tendance à se propager plus lentement que les longueurs d'ondes plus grande, d'où un élargissement de l'impulsion lumineuse. Cet effet est quasiment négligeable avec les fibres multi-modes (qui ont un rayon de coeur relativement grand) mais ne l'est pas avec les fibres monomodes (pour lesquelles

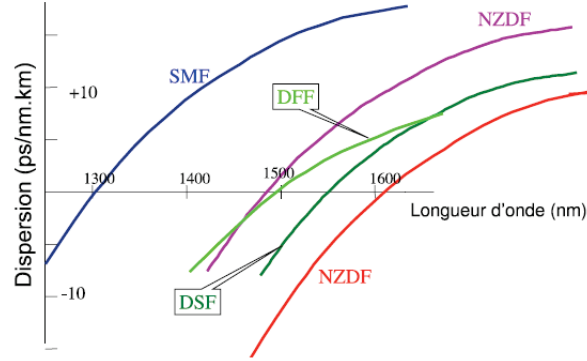


FIGURE 1.35 – Effets de la dispersion du guide sur le zéro de dispersion. (SMF : Single Mode Fiber, DFF : Dispersion-Flattened Fiber, DSF : Dispersion-Shifted Fiber, NZDF : Non-Zero Dispersion-Shifted Fiber).

le rayon du coeur est quasiment de l'ordre de grandeur de la longueur d'onde). Dans le cas des fibres microstructurées à large aire modale, cet effet est aussi négligeable. Il est aussi possible de jouer sur la géométrie des fibres et notamment grâce aux fibres microstructurées afin de décaler plus ou moins le zéro de dispersion et pourvoir ainsi réaliser des fibres à compensation de dispersion (Figure 1.35).

### 1.3.2.3 Les effets non-linéaires

Lorsque les impulsions utilisées ont une forte intensité crête ce qui est le cas avec des impulsions femtosecondes même de faible énergie, des effets non-linéaires font leur apparition. Dans le cas des fibres optiques, en raison de la structure non-centrosymétrique, seuls les effets non-linéaires d'ordre impair peuvent avoir lieu. Le principal effet non-linéaire est l'effet Kerr. Il traduit la dépendance de l'indice du milieu dans lequel se propage l'impulsion en fonction de l'intensité de celle-ci.

$$n(\omega, r, t) = n_{\text{Linéaire}}(\omega) + n_2 I(r, t) \quad (1.64)$$

avec  $n_{\text{Linéaire}}$  est l'indice de réfraction du matériau en l'absence de non-linéarités et  $n_2$  l'indice non-linéaire associé au milieu, exprimé en  $m^2.W^{-1}$ . Pour le cas de la silice, l'indice non-linéaire  $n_2$  vaut  $3.10^{-20} m^2.W^{-1}$  pour les longueurs d'ondes situées autour de  $\mu m$ .

Le champ électrique  $E(r,t)$  acquiert donc une phase non-linéaire supplémentaire qui pour chaque tranches de propagation  $dz$  peut s'exprimer sous la forme :

$$d\phi_{NL}(r, t) = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_2 I(r, t) dz \quad (1.65)$$

**Automodulation de phase** L'automodulation de phase est une conséquence directe de l'effet Kerr optique. Elle se traduit par la création de nouvelles composantes spectrales qui provient de la dépendance de la fréquence avec la phase instantanée. Cette dépendance se caractérise par une dérive en fréquence,

plus communément appelé par le terme anglo-saxon "chirp" qui prend la forme mathématique suivante :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\Delta_{SPM}(t)}{\delta t} = -\frac{\omega_0}{c}n_2L\frac{\delta I(t)}{\delta t} = \omega(t) - \omega_0 \quad (1.66)$$

Dans le cas d'une impulsion de forme gaussienne, la figure 1.36 de droite représente la forme de la dérive de fréquence. Si  $\omega_0$  est la fréquence centrale de l'impulsion lumineuse, on voit que des composantes spectrales vont se créer de part et d'autre. Le front avant de l'impulsion va se décaler vers des fréquences plus basses alors que le front arrière va se décaler vers des fréquences plus hautes. Tout ceci est symétrique par rapport à  $\omega_0$ . Le chirp induit par l'effet Kerr aboutit à un élargissement spectral.

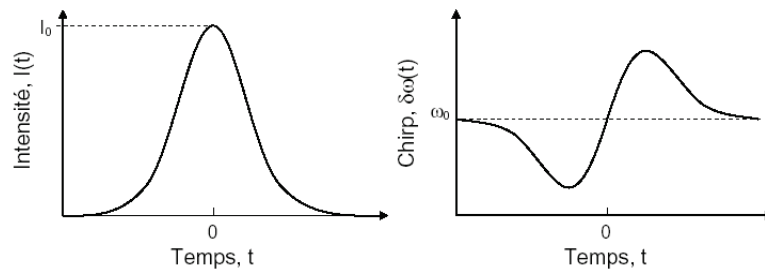


FIGURE 1.36 – Effet de l'auto-modulation de phase pour une impulsion gaussienne.

La dérive de fréquence "non-linéaire" accumulée tout au long de la propagation dans la fibre peut être caractérisée par ce que l'on nomme l'intégrale B :

$$B = \phi^{NL}(t, L) = \frac{2\pi}{\lambda} \int n_2 I(z) dz \quad (1.67)$$

Dans le cas d'un laser solide, dès lors que cette intégrale est de l'ordre de grandeur de 3 radians, la qualité de la recompression devient extrêmement délicate. En effet, puisqu'il s'agit d'une phase non-linéaire, celle accumulée sur le centre du faisceau ne sera pas la même que sur les bords. Dans ce cas là, la phase non-linéaire agit à la fois sur l'aspect spatial en modifiant la qualité du front d'onde ainsi que sur l'aspect temporel. Dans le cas des lasers à fibres, il est possible dans certaines configurations d'obtenir une intégrale B de l'ordre de 10 radians [47], [48], [49]. Il n'y pas dans ce cas là de problème spatial, puisqu'il y a un effet de moyenne au cours de la propagation dans la fibre. Toutefois pour de fortes puissances crêtes au sein de la fibre, l'effet Kerr peut atteindre le régime d'autofocalisation et détruire la fibre. A noter que pour une amplification à dérive de fréquences (présenté dans la suite de ce chapitre), plus la phase non-linéaire accumulée dans les étages amplificateurs sera importante, plus la recompression des impulsions sera délicate.

**Effets Brillouin et Raman** Les effets non-linéaires discutés dans les paragraphes précédents sont élastiques dans le sens où il n'y a pas d'énergie échangée entre le champ électrique et le milieu diélectrique.

Dans ce qui suit, nous considérons une situation dans laquelle le champ optique transfère une partie de son énergie vers le milieu non linéaire. On parle alors d'effets inélastiques.

Les diffusions Raman et Brillouin stimulées sont deux de ces phénomènes intervenant dans les fibres. Elles correspondent à l'excitation résonnante, par l'application d'un champ optique intense, de niveaux de vibrations moléculaires de la silice pour la diffusion Raman (phonons optiques) et hypersonores pour la diffusion Brillouin (phonons acoustiques). Ces effets non-linéaires sont responsables d'un transfert de l'énergie vers d'autres fréquences optiques, décalées d'une quantité égale à la fréquence du phonon par rapport à la fréquence d'excitation (GHz pour le Brillouin et THz pour le Raman).

La diffusion Raman stimulée (acronyme en anglais pour Stimulated Raman Scattering) peut être représentée par un processus à trois ondes couplées dans lequel l'onde de pompe (notre signal amplifié) génère une onde Stokes décalées en fréquence et une onde d'excitation vibrationnelle dans le milieu. La SRS associée aux modes vibrationnels de la molécule de silice, possède un temps de réponse dans les fibres de l'ordre de 50-100 fs suivant la géométrie et les dopants inclus. Ce temps de réponse se manifeste par une courbe spectrale de susceptibilité Raman anti-symétrique par rapport à la fréquence de l'onde excitatrice, dite de pompe. L'énergie de pompe est transférée du côté des basses fréquences (côté Stokes), correspondant à une bande de gain qui s'étend sur une plage de fréquence supérieure à 30 THz avec un maximum à  $\Omega = 13$  THz (Figure 1.37). A titre d'exemple, la longueur d'onde "Raman" associée à une impulsion signal à 1030 nm est 1078 nm.

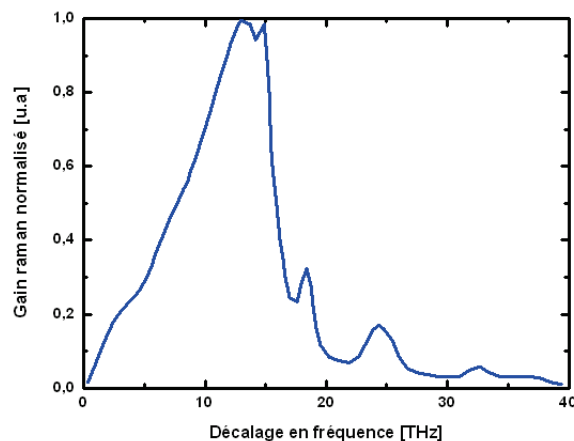


FIGURE 1.37 – Décalage en fréquence du spectre Raman dans la silice [50].

Par conséquent, dès qu'une onde intense de fréquence  $\nu_0$  se propage dans une fibre, une onde Stokes se développe autour de la fréquence  $\nu_0 - \Omega$  et croît exponentiellement avec un gain dans la silice. Le gain Raman  $g_R$  à une longueur d'onde de  $1\mu\text{m}$  dans une fibre en silice vaut environ  $1 \times 10^{-13}$  m/W. La puissance de cette onde devient comparable à celle de la pompe et peut venir endommager la fibre.

Le seuil Raman dans une fibre est donnée par la relation suivante [51] :

$$P_{Raman}^{Seuil} = \frac{16A_{eff}}{g_R L_{eff}} \quad (1.68)$$

Dans le cas d'une fibre barreau passive d'aire effective  $3800 \mu m^2$  et de longueur 1,2 m, la puissance seuil d'apparition du SRS est de 51 kW, ce qui correspond à une énergie par impulsion de  $200 \mu J$  sur une durée de 4 ns. Dans le cas d'une fibre active, ayant pour but l'amplification à un niveau d'énergie de  $200 \mu J$  toujours avec la même durée d'impulsion, l'énergie n'est pas constante sur l'ensemble de la fibre. Seule une partie de la fibre sera à considérer. Il s'agit de la longueur effective  $L_{eff}$  qui sera plus petite que la valeur de la fibre totale. Le seuil sera donc un peu plus élevé.

La diffusion Brillouin quant à elle, correspond à la génération d'une onde acoustique par électrostriction et engendre une modulation de l'indice de réfraction du milieu (fonctionnement identique à un Modulateur Acousto Optique). Une partie de l'onde générée peut être réfléchi par ce réseau induit et ainsi s'amplifier au cours de sa propagation. L'onde Brillouin est donc une onde contra-propagative au signal. Elle apparaît lorsque la durée des impulsions devient du même ordre de grandeur que la durée de vie du phonon acoustique qui est de l'ordre de 20 ns.

Dans le cadre de nos développements picosecondes et femtosecondes, ce régime peut donc être négligé.

#### 1.3.2.4 Résolution par la méthode de Split Step Fourier

L'équation Non-linéaire de Schrödinger est comme nous avons pu le voir, une équation différentielle partielle non-linéaire qui, généralement, ne se résout pas analytiquement à part pour certains cas spécifiques tel que pour le régime solitonique. Il est donc nécessaire de recourir à des méthodes numériques afin de prévoir et de comprendre l'évolution temporelle, spectrale et énergétique de l'impulsion lors de sa propagation dans la fibre optique. Plusieurs méthodes peuvent être utilisées telles que la méthode des éléments finis ou méthode de faisceau propagé afin de résoudre ce type d'équation. La plus utilisée est celle de "split-step Fourier" pour sa très grande souplesse d'utilisation. Cette méthode, comme son nom l'indique, est basée sur l'utilisation des algorithmes de transformée de Fourier rapide (FFT) pour calculer la propagation de l'impulsion dans n'importe quel milieu dispersif non-linéaire, en découpant le milieu en fines "tranches" qui permet ainsi de dissocier les effets dispersifs des effets non-linéaires. Dans le cadre de cette thèse, l'ensemble des simulations traitant de la propagation linéaire et non-linéaire des impulsions dans les fibres a été réalisé en utilisant un logiciel commercial nommé Fiberdesk (Figure 1.38)

#### 1.3.3 Amplification à dérive de fréquences

Nous venons de voir au cours des paragraphes précédents que la propagation d'une impulsion brève à travers un milieu qu'il soit actif ou passif s'accompagne d'effets linéaires et non-linéaires tels que la dispersion de la vitesse de groupe, l'automodulation de phase ou encore l'autofocalisation. Si les deux

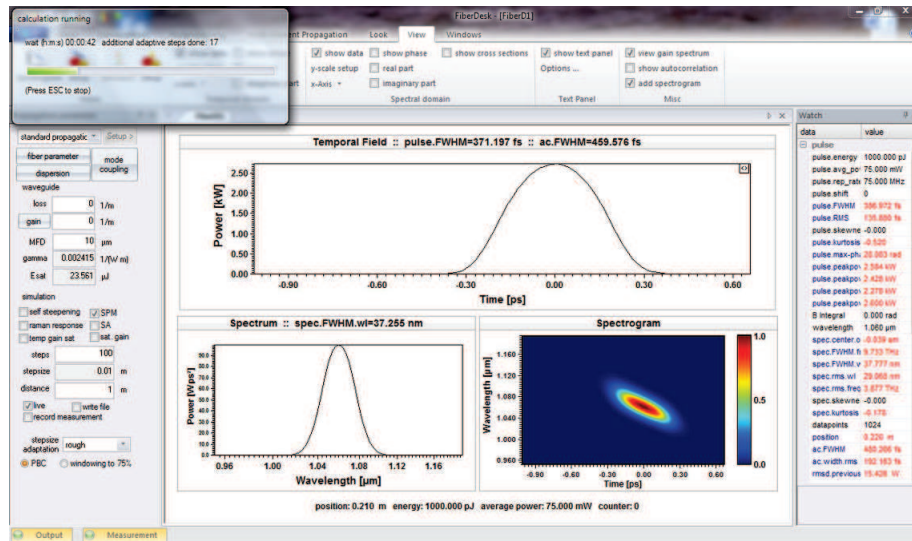


FIGURE 1.38 – Aperçu du logiciel Fiberdesk utilisé dans le cadre de la thèse pour simuler les effets linéaires et non-linéaires lors de l’amplification dans une fibre optique. (www.fiberdesk.com).

premiers phénomènes ne sont pas dommageables au milieu amplificateur en l’occurrence la fibre et ne font que modifier la phase temporelle de l’impulsion, l’autofocalisation quant à elle peut endommager de façon irréversible le matériau. A noter aussi que chaque matériau possède un seuil de dommage propre qui dépend aussi de la durée d’impulsion comme illustré sur la figure (1.39).

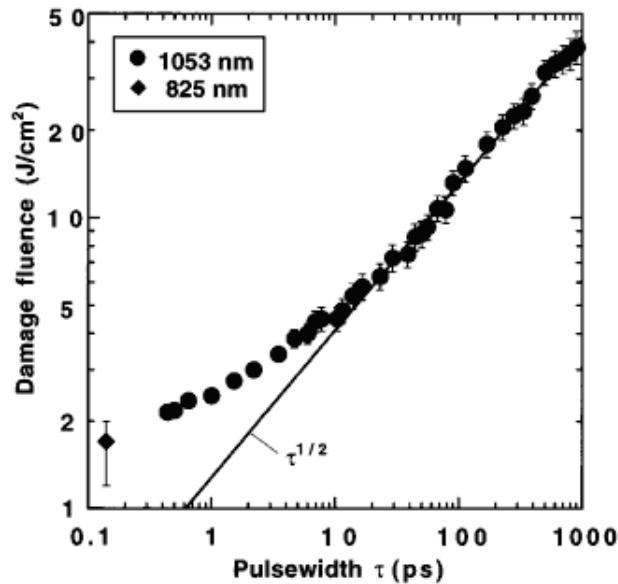


FIGURE 1.39 – Seuil de dommage de la silice fondue en fonction de la durée d’impulsion pour des longueurs d’onde de 1053 nm et 825 nm. (Stuart PRB 53, 1996)

**Principe** Afin de repousser les seuils d'apparitions des effets d'endommagement physique du matériau amplificateur ou de la qualité spatiale et temporelle de l'impulsion, Strickland et Mourou [52], proposent d'étirer temporellement les impulsions avant de les amplifier, puis de les recomprimer (Figure 1.40). En d'autres termes, les impulsions issues de l'oscillateur vont subir un "chirp" positif dans un étireur, être amplifiées avant de subir un "chirp" négatif au niveau du compresseur. Cette technique a permis d'atteindre des puissances lumineuses dans la gamme Térawatt [53], [54] voir même aujourd'hui Pétawatt [10], [55]. Toutes les grandes installations lasers femtosecondes dans le monde utilisent aujourd'hui cette technique.

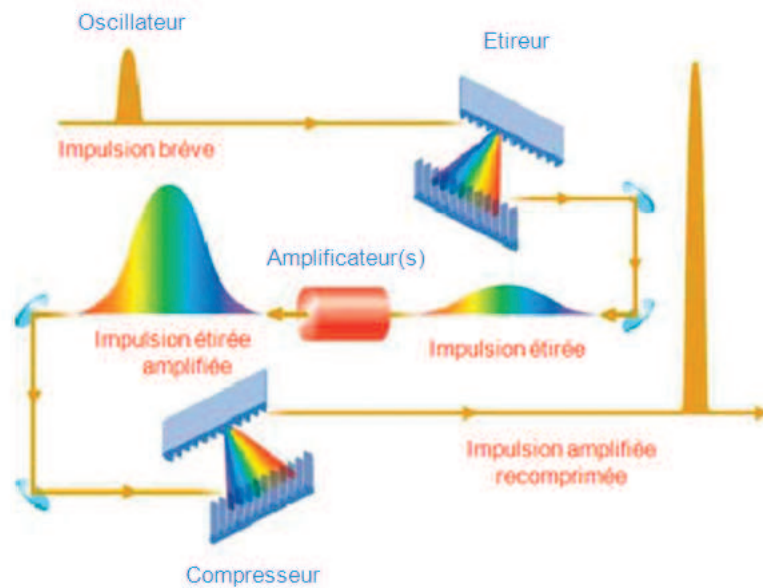


FIGURE 1.40 – Schéma de principe de l'amplification à dérive de fréquences (CPA).

**Étirement et compression d'impulsions** Plusieurs solutions existent afin d'étirer et de recomprimer temporellement les impulsions laser. Dans le cas de l'étireur, plusieurs solutions technologiques existent. En effet, celui-ci est placé en début de chaîne de puissance, juste à la sortie de l'oscillateur et va donc être soumis à des énergies relativement modérée de l'ordre de quelques nJ et des puissances moyennes pouvant atteindre au maximum quelques centaines de mW. L'étireur peut donc être un élément compact en utilisant soit des fibres à réseaux de Bragg, des fibres creuses à bandes interdites photoniques ou bien encore en utilisant des réseaux de diffraction. A l'inverse le choix s'avère plus restreint pour le compresseur compte tenu des fortes puissances crêtes que l'on désire obtenir en sortie de chaîne laser. Ainsi, seuls les réseaux de diffraction et les réseaux de Bragg en volume peuvent être utilisés. Le facteur d'étirement/compression est donc limité et limite l'énergie qu'il est possible d'extraire de l'amplificateur. Nous nous limiterons dans ce qui suit à une présentation des étireurs et compresseurs utilisant des réseaux de diffraction. La technologie des réseaux inscrits en volume "CVBG" (pour Chirped Volume Bragg

Grating) est une technologie relativement nouvelle dont le principal avantage est la compacité puisque le compresseur complet ne mesure que quelques dizaines de mm (Figure 1.41). Toutefois, la dérive en fréquence est fixe et limitée à ce jour à 7-10 ps/nm ce qui ne permet pas un grand facteur d'étirement/compression dans le cas des chaînes lasers à fibres. De plus pour recomprimer parfaitement les impulsions la dérive de fréquence introduite ne peut être ajustée finement.

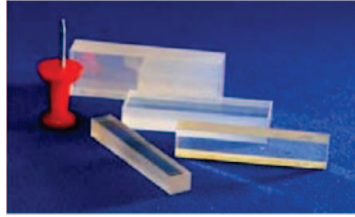


FIGURE 1.41 – Photo de CVBGs commercialisés par la société Optigrate.

Les réseaux de diffraction peuvent être utilisés soit dans une configuration en réflexion soit dans une configuration en transmission. Il est à noter que si la technologie des étireurs à fibre est très séduisante et offre aujourd'hui une véritable rupture technologique ([www.teraxion.com](http://www.teraxion.com)), cette solution n'existait pas au début de ces travaux.

**Compresseur à réseaux** Commençons par l'étude d'un compresseur à réseaux, où la compréhension de la dérive de fréquence introduite est beaucoup plus aisée. La figure (1.42) représente une configuration classique d'un compresseur à réseaux en réflexion. La dérive de fréquence introduite est calculée à partir de la différence de chemin optique des diverses longueurs d'onde de l'impulsion en utilisant la loi de dispersion pour un réseau définie par :

$$\sin(\theta_i) + \sin(\theta_d) = pN\lambda_l \quad (1.69)$$

où  $\theta_i$  et  $\theta_r$  sont respectivement les angles des rayons incidents et diffractés par le réseau à l'ordre  $p$ ,  $N$  la densité de traits du réseau et  $\lambda$  la longueur d'onde laser. Dans ce qui suit, nous nous placerons dans le cas le plus fréquemment utilisé pour lequel l'ordre de diffraction du réseau est un ( $p=1$ ). A noter que l'énergie réfractée dans l'ordre 1 par un réseau est maximale pour un angle d'incidence appelé angle de Littrow tel que :

$$\theta_L = \theta_i = \theta_d = \arcsin\left(\frac{\lambda_l}{2}\right) \quad (1.70)$$

Si l'on décide d'utiliser des réseaux en réflexion, le faisceau réfracté sera dans le même axe et même plan que le faisceau incident. Il convient donc de se décaler de l'angle de Littrow et de perdre en efficacité. Plus la largeur spectrale de l'impulsion incidente sera large, plus l'angle devra s'écarter de Littrow. Une



autre solution consiste à utiliser des réseaux diélectriques multi-couches en transmission ce qui est possible à 1030 nm. Il est alors possible de travailler avec un angle d'incidence de Littrow.

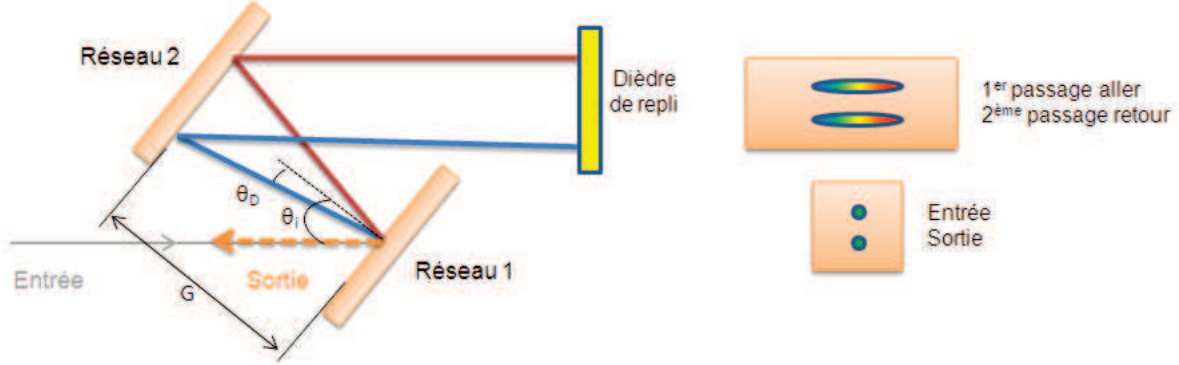


FIGURE 1.42 – Principe de fonctionnement d'un compresseur à réseaux en réflexion.

Pour compenser la dispersion angulaire, il convient donc de placer un second réseau identique (même densité de traits) parallèle au premier réseau. Le faisceau sortant du deuxième réseau est donc collimaté mais présente un chromatisme latéral. Il convient dès lors d'effectuer un deuxième passage dans la ligne à dispersion en sens opposé afin d'éliminer ce chromatisme latéral. Ceci est réalisé à l'aide d'un dièdre de repli qui permet un décalage en hauteur sans introduire de dépointé. Le faisceau ressort ainsi de la ligne à dispersion avec un spectre identique en tout point du faisceau.

Le déphasage introduit pour chacune des longueurs d'onde peut être écrit sous la forme suivante :

$$\phi_M(\Omega) = \phi_0 + \phi_0' \Omega + \phi_0'' \frac{\Omega^2}{2} + \phi_0''' \frac{\Omega^3}{3!} \quad (1.71)$$

avec

$$\phi_0'' = -\frac{L\lambda^3 N^2}{\pi c^2 \cos^2 \theta_d} \quad (1.72)$$

et

$$\phi_0''' = -\frac{3\lambda}{2\pi c} \phi_2 \left( 1 + \lambda N \frac{\sin \theta_d}{\cos^2 \theta_d} \right) \quad (1.73)$$

**Étireur à réseaux** Afin de réaliser un système à amplification à dérive de fréquences ou CPA (Acronyme anglais pour Chirped Pulse Amplification), il conviendra donc d'introduire la même quantité de  $\phi_2$  et  $\phi_3$  avec un signe opposé au sein de l'étireur. Obtenir un signe opposé pour les valeurs de  $\phi_0''$  et  $\phi_0'''$  correspond à introduire au sein du compresseur un afocal avec un grandissement -1 et utiliser une paire de réseaux antiparallèles (étireur à lentilles) (Figure 1.43)

Pour gagner en compacité et économiser un réseau, nous avons choisi d'utiliser la configuration repliée (Figure 1.43 (b)). L'alignement s'avère délicat et minutieux afin d'éviter une dispersion angulaire et un

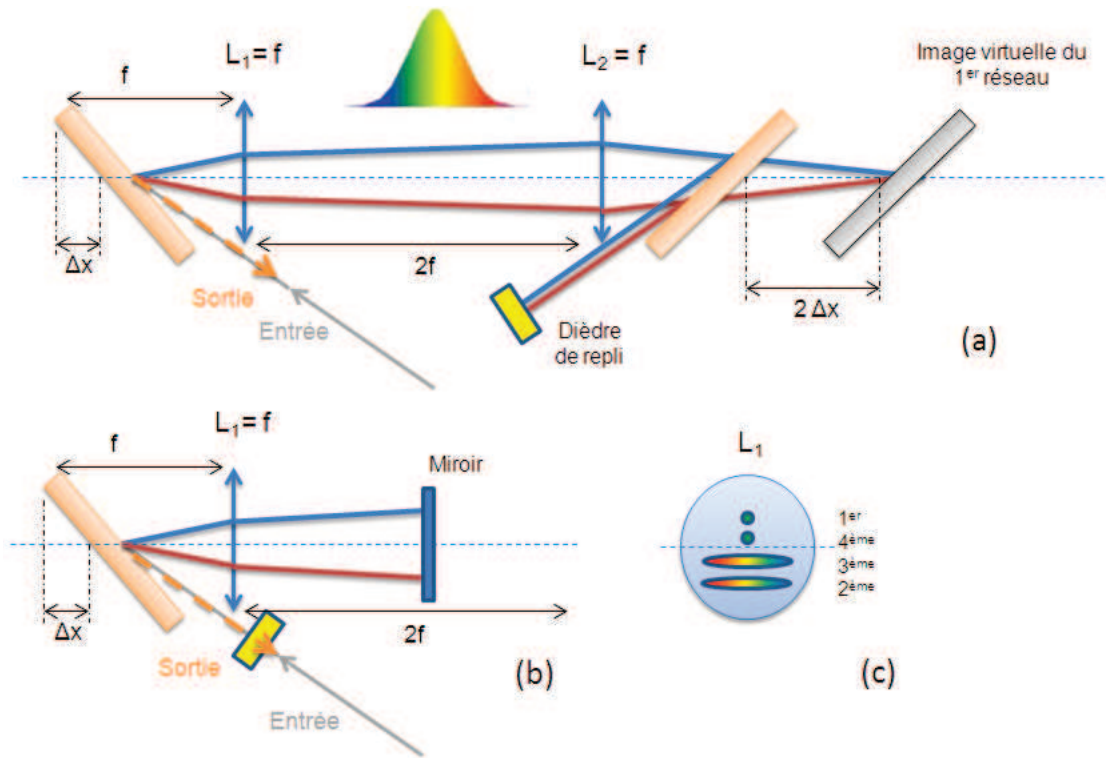


FIGURE 1.43 – Principe de fonctionnement d’un étireur à réseaux ici en réflexion (a). (b) Configuration repliée et alignement des passages dans la lentille.

chip spatial en sortie.

### 1.3.4 Vers des chaînes lasers de plus en plus intenses : état de l’art des lasers fibrés dopés Ytterbium

#### 1.3.4.1 Technologie des fibres microstructurées : vers des fibres monomodes de plus gros coeur pour plus d’énergie

Nous avons pu voir que le seuil de dommage de la silice même pour des impulsions d’une centaine de ps était situé autour de  $10 \text{ J.cm}^{-2}$ . Si l’on oublie un moment les effets non-linéaires, une fibre strictement monomode standard avec un diamètre de coeur de  $6 \mu\text{m}$  aura une énergie de dommage voisine de  $25 \mu\text{J}$ . Dès lors, afin de s’affranchir des effets de dommage et pour repousser le plus loin possible le seuil d’apparition des effets non-linéaires, la technologie fibrée doit inévitablement passer par un accroissement du diamètre du coeur tout en conservant le caractère monomode. Pour rappel, le critère de monomodicité est assuré par la relation suivante :

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} aON = \frac{2\pi}{\lambda} a\sqrt{n_c^2 - n_g^2} < 2.405 \quad (1.74)$$

où  $V$  est la fréquence normalisée,  $r$  est le rayon du coeur,  $n_c$  l'indice du coeur et  $n_g$  l'indice de la gaine.

La relation (1.74) montre que pour conserver un faisceau monomode, il est nécessaire de contrôler finement la différence d'indice entre le coeur et la gaine ce qui entraîne inévitable une chute de l'ouverture numérique et une augmentation des modes d'ordres supérieurs. Une fibre standard à saut d'indice aura un diamètre de coeur maximal de l'ordre de  $10 \mu m$ .

En effet, les fibres conventionnelles sont fabriquées à partir de la technique par MCDV (MCVD pour Modifier Chemical Vapor Deposition) où l'on modifie la structure de la silice par dépôt d'oxyde de germanium  $GeO_2$  par exemple. La variation d'indice  $\Delta n$  peut être de 10% pour un pourcentage molaire en germanium de 100 % jusqu'à atteindre une valeur de l'ordre de  $10^{-3}$ . Pour une telle différence d'indice, pour une fibre opérant au voisinage de  $1 \mu m$ , on obtient un diamètre de coeur maximal de  $15 \mu m$  pour une ouverture numérique autour de 0,03-0,05.

Une première solution consiste à conserver cette même technique de fabrication et ainsi obtenir des fibres légèrement multimodes (on parlera de fibres à HOM pour High Order Modes) et de tenter de filtrer ces modes d'ordres supérieurs et de ne conserver que la propagation du mode fondamental. Plusieurs techniques permettent de réaliser cela. La première est celle visant à introduire des pertes par courbures sur les HOM. Koplow [56] a montré qu'en fonction du rayon de courbure appliqué à la fibre, il est possible de supprimer les modes d'ordres supérieures et de ne conserver que le mode fondamental  $LP_{01}$ . Il réalise alors une fibre à large aire modale avec un diamètre de coeur de  $25 \mu m$  et une ouverture numérique de 0,1, ce qui aboutit à un paramètre  $V$  de 7,4 bien au delà de la limite de 2,4.

En conservant l'idée de jouer sur la courbure pour discriminer le mode fondamental des HOM, le laboratoire ORC de Southampton [57] a proposé l'idée d'une fibre où le coeur de large aire modale aurait une trajectoire hélicoïdale le long de la fibre (Figure 1.44). Cette technique permet la réalisation d'une fibre avec un diamètre de coeur de  $30 \mu m$ , qui en fonctionnement laser délivre un faisceau monomode ( $M^2 < 1,4$ ) avec une puissance de plus de 60 W pour une puissance de pompe de 90 W. Technologie très séduisante, mais très compliquée à mettre en oeuvre.

On pourra aussi évoquer les développements récents sur les fibres à coeurs couplés [58] [59] (Figure 1.44), mais la technique la plus prometteuse sur laquelle nous nous sommes focalisés est celle des fibres microstructurées air silice, que nous allons maintenant présenter.

**Historique et principe de fonctionnement** Les fibres microstructurées plus communément appelées fibres PCF (PCF pour Photonic Crystal Fiber) furent proposées pour la première fois par Philip Russel en 1991 afin non pas d'accroître la surface du coeur mais de capturer la lumière et de la confiner par un guidage à bande interdite photonique.

Cette idée provient des travaux réalisés par Kaiser et al. dans les années 1970 [60] afin de réaliser une fibre sans perte en utilisant des capillaires creux. En effet, comme évoqué précédemment, le premier chal-

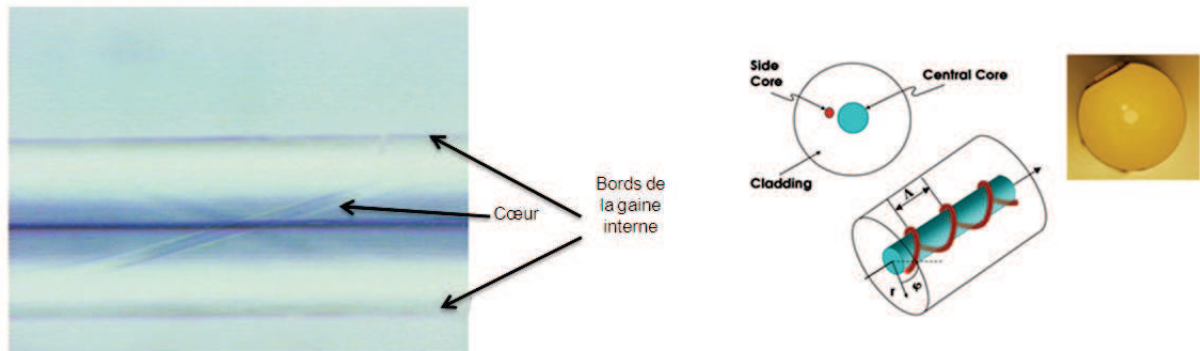


FIGURE 1.44 – A gauche : Fibre à coeur hélicoïdale. A droite : Fibre à coeurs couples (Chirally Coupled Fiber).

lengte technologique à l'époque de l'apparition des fibres optiques étaient de posséder des matériaux purs afin de minimiser les pertes. Toutefois la réalisation d'une telle fibre microstructurée était relativement complexe et fut en compétition directe avec l'apparition de la technique par MCVD. Il a fallu attendre presque 30 ans pour obtenir la première fibre microstructurée. Cette fibre a été réalisée par l'équipe de J. Knight de l'Université de Bath en 1996 [61].

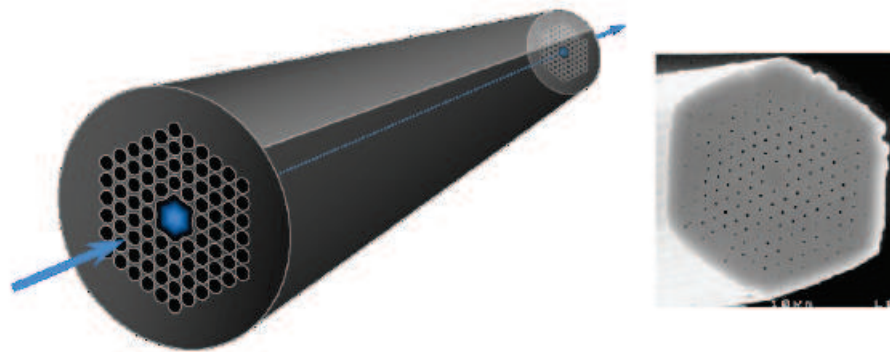


FIGURE 1.45 – Fibre microstructurée à coeur creux.

Une fibre microstructurée air-silice (FMAS) est constituée d'un réseau périodique en deux dimensions de trous d'air (capillaires d'air) distribués le long de la fibre. La structure de ces capillaires est en général une maille triangulaire ou hexagonale. On obtient ainsi un cristal photonique dont les paramètres ajustables sont le diamètre des trous d'air utilisés  $d$  et la distance  $\Lambda$  entre les centres de deux trous adjacents (Figure 1.46). La présence d'un défaut dans la structure, comme l'omission d'un trou d'air, peut autoriser le confinement et le guidage de la lumière le long de la fibre.

En raison de la multitude de possibilités de structures de réseaux, ces fibres peuvent être utilisées pour des applications très variées et même opposées (comme des fibres fortement non-linéaires à petit coeur ou des fibres à large air modale pour repousser les non-linéarités) (Figure 1.47). Deux techniques

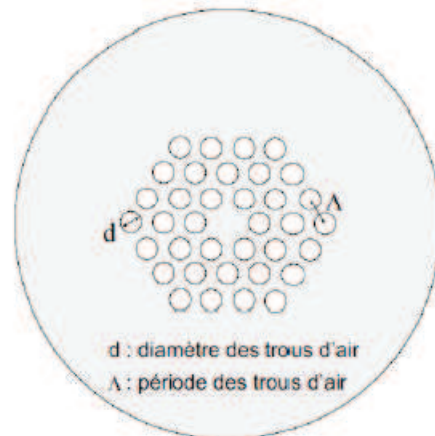


FIGURE 1.46 – Représentation schématique d'une fibre microstructurée avec la taille et l'espacement entre les trous d'air.

de guidage sont mêmes possibles : la réflexion totale interne ou l'effet de bande interdite photonique. Cette dernière permet le guidage dans une fibre creuse dont l'indice du cœur est plus faible que l'indice de la gaine. Ce type de PCF est très attractif pour son potentiel d'applications : transmission sans perte et sans distorsion, piégeage de particules, détection optique et de nouvelles applications dans l'optique non-linéaire.

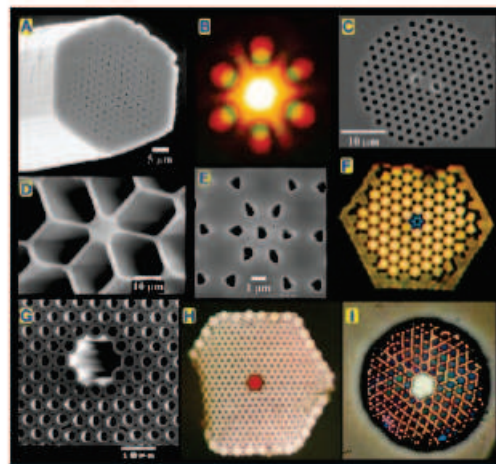


FIGURE 1.47 – Images obtenues par microscopie à balayage (MEB) de différentes fibres microstructurées. (A) Fibre infiniment monomode à cœur solide. (B) Champ lointain du mode excité de la fibre (A) par une lumière rouge et verte. (C) Fibre microstructurée biréfringente. (D) Fibre à petit cœur à 800 nm pour de très forte non-linéarités et un zéro de dispersion centré à 560 nm. (E) Première fibre à bande interdite. (F) Champ proche fibre. (G)...(I) Fibre Kagomé qui guide une lumière blanche.

A l'inverse si le capillaire central est remplacé par un barreau solide voir même dopé, le guidage s'effectue par réflexion totale interne, du fait que l'indice de réfraction moyen de la gaine est inférieur à

celui de la silice pure en raison de l'inclusion des trous d'air.

En jouant sur la géométrie de la microstructure, il est alors possible d'obtenir de nouvelles propriétés en terme de dispersion et de non-linéarité. Dans notre cas, le barreau solide sera un barreau dopé aux ions Ytterbium et la microstructure sera telle que l'on cherchera à obtenir la plus faible différence d'indice entre la gaine et le coeur afin de maximiser le diamètre du coeur.

Cette nouvelle technique, à la différence de la technique par MCVD, permet d'obtenir des variations d'indice  $\Delta n < 10^{-4}$ .

Dans ce type de fibre, la taille du barreau dopé utilisé correspond au nombre de trous manquants dans la microstructure. Lorsqu'un capillaire est manquant, on parlera de fibre HF1 (Hollow core fiber). De même, pour trois capillaires manquants, on parlera de fibre HF3 et dans le cadre de 7 trous manquants, HF7.

Il est aussi possible de réaliser des gaines de pompe entourées d'une couronne d'air sur le même principe. Ceci permet l'obtention d'un contraste maximal entre l'indice de la silice et de l'air et ainsi obtenir de très forte ouverture numérique ( $ON > 0,6$ ). Ce type de structure "guide de pompe" est appelée "air clad" [62] [63] (Figure 1.48).

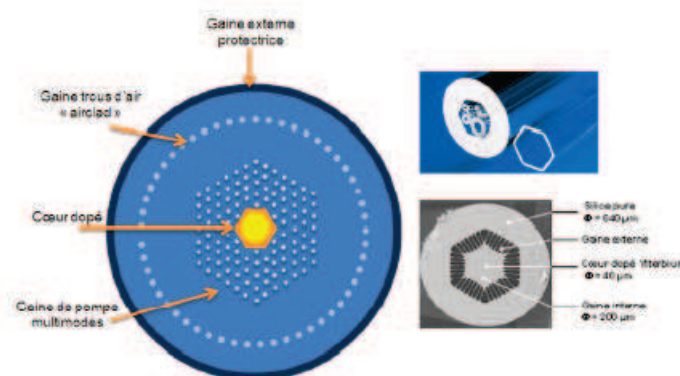


FIGURE 1.48 – Schéma de principe de la composition d'une fibre microstructurée.

La première démonstration d'une fibre microstructurée dopée Ytterbium fut réalisée en 2000 [64]. Dans cette expérience, le coeur avait un diamètre de seulement  $1,6 \mu m$  et la puissance de sortie était de seulement 300 mW!!

Mais cette première démonstration fut rapidement le début d'une course aux performances ultimes. On pourra notamment citer les évolutions suivantes :  $21 \mu m$  en 2003 [65],  $35 \mu m$  en 2004 [66],  $50 \mu m$  en 2006 [67],  $70 \mu m$  en 2008 [67] et jusqu'à  $105 \mu m$  aujourd'hui [68].

Toutefois, plus les diamètres augmentent, plus l'ouverture numérique diminue. A titre d'exemple, une fibre microstructurée 40/200 (40 est le diamètre de coeur en  $\mu m$  et 200 le diamètre de la gaine de pompe en  $\mu m$ ) commercialisée par la société pionnière et leader mondial dans le domaine, NKT Photonics, possède une ouverture numérique de 0,03. Cela se traduit par un rayon de courbure maximale de 20 cm.

Pour les fibres ayant un diamètre de coeur supérieure, celles-ci doivent être conservées droites et sont appelées fibres "barreau" ou "rod type fiber".

On peut de plus souligner qu'en raison des très fortes puissances que l'on peut injecter dans ces fibres, il convient souvent de retirer le polymère protecteur qui peut se mettre à brûler. Alors que la fibre 40/200 est entourée d'un polymère de protection bas indice, la fibre rod, elle ne possède pas de revêtement polymère et est rigidifiée par un diamètre extérieur en silice voisin de 1,2 mm.

Ces nouvelles générations de fibres permettent :

- un bon confinement du mode et la maîtrise de la biréfringence du milieu,
- d'injecter de très fortes puissances de pompe grâce à la très forte ouverture numérique de l'air clad. Les diodes de pompe délivrent aujourd'hui des puissances de plus de 500 W sur des fibres multimodes de 400  $\mu m$ .
- d'obtenir une très bonne efficacité et une longueur de fibre réduite en raison du bon recouvrement entre la pompe et la zone dopée  $\gamma = \frac{A_g}{A_c}$ .

### Principe de fabrication

**Empilement de capillaires** Les préformes des fibres microstructurées en silice sont généralement fabriquées par la technique de l'empilement communément appelée dans le milieu, «stack and draw» (Figure 1.49).



FIGURE 1.49 – Technique d'empilement des capillaires ou "stack and draw".

Les capillaires et baguettes qui constituent les éléments de base d'une fibre microstructurée sont fabriqués par étirage et fibrage de tubes et de barreaux en silice ultra pure voir même dans certains cas de préformes primaires fabriquées par méthode MCVD. L'assemblage, le plus souvent de géométrie hexagonale, est constitué d'une baguette centrale, le futur coeur du guide, entourée d'une ou plusieurs couronnes de capillaires, sachant que chacune d'entre elles doit contenir un nombre de capillaires correspondant à un multiple de 6 pour une géométrie hexagonale. L'ensemble est placé à l'intérieur d'un tube, appelé manchon qui vient entourer l'empilement des capillaires. A noter, que la longueur des capillaires est différente d'une couronne à l'autre. En effet, plus les couronnes seront loin du coeur, plus les capillaires seront

courts. Ceci permet d'attacher les capillaires de chacune des couronnes indépendamment des autres couronnes et de maintenir le stack. En général le maintien de la couronne peut se faire par un simple ruban de Teflon. Le manchon ainsi formé et à nouveau étiré pour former une canne. Celle-ci est manchonnée autant de fois qu'il convient avec des tubes en silice de manière à obtenir l'homothétie (rapport de taille coeur/gaine) finale souhaitée pour la fibre.

**Création du coeur dopé** La formation du coeur dopé au centre de la microstructure comprend les mêmes étapes que le développement d'une fibre active double gaine classique. Toutefois, à la différence des fibres à petits coeurs, bien que la technique par MCVD (Figure 1.50) soit l'une des techniques qui permet d'obtenir une très bonne qualité, celle-ci n'est pas adaptée à la réalisation de barreaux dopés de gros coeur. Le coeur dopé des fibres microstructurées est en fait, un assemblage de barreaux dopés assemblés. L'homogénéité d'un tel coeur est de ce fait très complexe. Il est à noter que puisque ces fibres barreaux doivent être relativement compactes (typiquement une longueur de 1,2 m), bien que la zone de regroupement gaine de pompe avec le coeur soit relativement bonne ( $\gamma = 9$ ), il est nécessaire de procéder à un dopage relativement important du coeur afin d'obtenir une absorption de la fibre autour de 15 dB/m. La forte concentration de dopants peut conduire dans ce cas là au photonoircissement de la fibre.



FIGURE 1.50 – Instrumentation pour réaliser la MCVD.

**Fibrage** Le procédé de fibrage des préformes des fibres microstructurées est similaire à celui des préformes plus classiques. Toutefois un "faisceau" de capillaires creux en silice est connecté à une des extrémités du stack. L'autre extrémité du faisceau étant reliée à une chambre de mise sous pression de la tour de fibrage. Ceci afin de pouvoir contrôler finement la pression dans les capillaires. En général les tours de fibrage sont équipées d'une deuxième chambre de pression. Il est alors possible de gérer la pression du manchon ainsi que celle des trous. Le manchon étant sous dépression et les trous sous pression. Ainsi, les



paramètres géométriques de la microstructure peuvent être contrôlés à chaque instant.

L'extrémité est chauffée à très haute température (2000 °C) dans un four à induction de manière à former une goutte en fusion. La fibre ainsi étirée est captée et entraînée par un cabestan qui impose la vitesse de fibrage. Le diamètre de la fibre est mesuré en continu dès la sortie du four. Un contrôle très précis de ce diamètre est assuré par une boucle de régulation intégrant la vitesse de descente de la préforme, la vitesse de cabestan et la température du four. Un double revêtement (primaire et secondaire) en polymère est appliqué pendant le fibrage afin d'améliorer les propriétés mécaniques de la fibre.

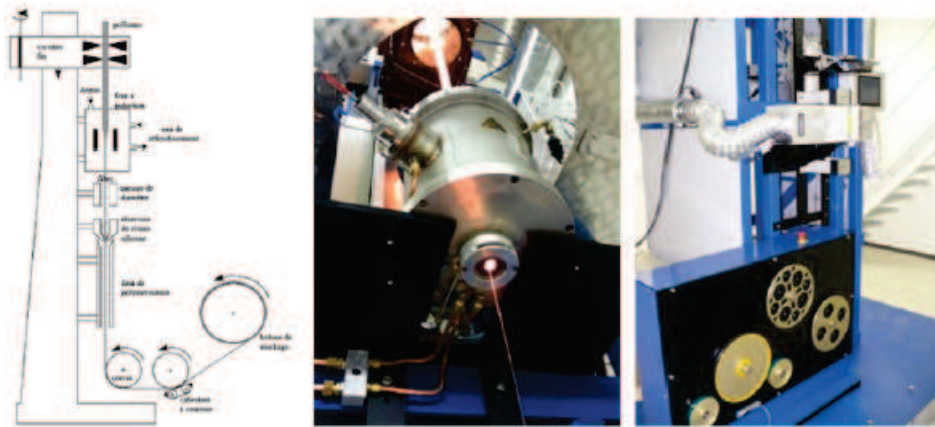


FIGURE 1.51 – Principe de fonctionnement d'une tour de fibrage.

#### 1.3.4.2 État de l'art des chaînes lasers fibrés en régime d'amplification à dérive de fréquences

Longtemps limitées au développement de sources continues de forte puissance moyenne grâce aux fibres à double gaines [69], [70] ou à l'amplification directe d'oscillateurs femtosecondes de faible énergie, les chaînes lasers femtosecondes à fibres dopées Ytterbium furent longtemps limitées à des énergies modestes de l'ordre de quelques centaines de nJ [71]. Depuis maintenant une dizaine d'années la course à la chaîne laser fibrée femtoseconde qui délivrera le plus de puissance moyenne, les impulsions les plus énergétiques et les durées les plus courtes ne cesse d'évoluer au fil des configurations d'amplification mais surtout de l'évolution des diamètres de coeurs des fibres microstructurées toujours plus grands. Toutes les configurations reposent sur le même principe de basse, à savoir limiter au maximum l'accumulation des non-linéarités pour extraire plus d'énergie en utilisant des systèmes étireur-compresseur introduisant la même quantité de dispersion (au signe près), étireur à fibre et compresseur à réseaux afin de gagner en compacité ou bien encore étireur et compresseur légèrement désaccordés pour jouer sur les non-linéarités accumulées dans l'amplificateur afin de pouvoir générer des impulsions plus courtes.

La première architecture laser qui a permis d'obtenir une énergie supérieure au  $\mu J$  fut à nouveau

proposer par Limpert et al. [65] dans laquelle l'étireur utilisé est un étireur à fibre de 300 m de long afin à la fois de pouvoir élargir spectralement les impulsions issues de l'oscillateur ayant une durée de 144 fs mais aussi d'étirer les impulsions jusqu'à une durée de 249 ps. Après amplification jusqu'à une énergie de  $1,8 \mu J$  (soit 140 W de puissance moyenne) dans une fibre LMA de  $28,5 \mu m$  de diamètre de coeur et de 13,5 m de long, les impulsions sont recomprimées à une durée de 80 fs en utilisant un compresseur à réseaux, ce qui représente une puissance crête de 2,5 MW. Une énergie similaire a été obtenue par Röser et al. [72] dans une configuration CPA conventionnelle avec étireur et compresseur à réseaux accordés (réseaux ayant la même densité traits pour l'étireur et le compresseur). Dans ce cas là, les impulsions de 150 fs issues de l'oscillateur sont étirées à une durée de 120 ps. Le diamètre de coeur de la fibre utilisé est de  $23 \mu m$ , similaire à l'expérience précédente, mais la principale différence réside sur la longueur de la fibre amplificatrice. Grâce au fort dopage qui lui permet d'avoir une absorption de 15 dB/m en pompage dans la gaine, la longueur du milieu amplificateur de puissance est réduit à seulement 1,2 m ce qui réduit considérablement les effets non-linéaires et permet d'obtenir plus d'énergie ou alors à énergie limitée en sortie, de réduire le facteur d'étirement pour gagner en compacité.

En augmentant cette fois-ci le facteur d'étirement à 1 ns grâce à l'utilisation de réseaux de diffraction ayant une densité de trait à 1740 traits/mm et en conservant la même fibre amplificatrice, une énergie de  $100 \mu J$  a pu être obtenue. Dans ce cas là, la durée des impulsions recomprimées est de 500 fs.

Cette architecture fut encore améliorée par la suite en utilisant une fibre amplificatrice barreau de nouvelle génération ayant un diamètre de coeur de  $80 \mu m$  pour la même longueur, ainsi qu'un facteur d'étirement à 2 ns [73]. Une énergie de l'ordre du mJ a ainsi pu être obtenue à une cadence de 50 kHz. Dans ces différentes expériences à fortes énergies, le fort gain réalisé par rapport à l'énergie de l'oscillateur utilisé qui engendre un rétrécissement spectral, associé à l'accumulation d'une phase non-linéaire importante, ne permet pas l'obtention d'impulsions courtes et dégrade même la qualité temporelle avec la présence significative de piédestaux (Figure 1.53).

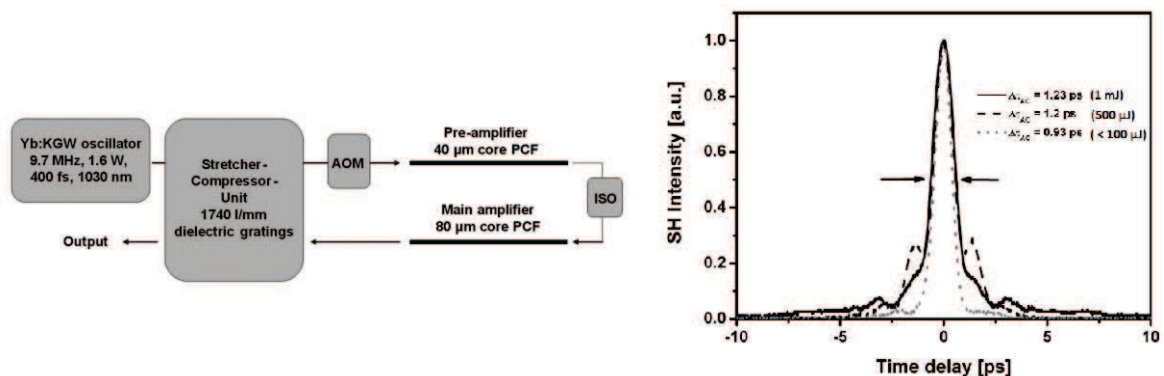


FIGURE 1.52 – Architecture laser proposée par Röser et al. [73].

Afin d'améliorer la qualité des impulsions recomprimées, des méthodes de contrôle de la phase spec-

trale et/ou de l'intensité spectrale ont été proposées. Cependant ces méthodes de contrôle augmente inévitablement la complexité du système, son encombrement et son coût.

Une solution à haute énergie proposée par Zaouter et al [74] en configuration non-linéaire a permis d'obtenir des durées d'impulsions de 270 fs, toujours pour une énergie de 100  $\mu J$ . Cette architecture est très séduisante car une puissance crête de 340 MW a pu être obtenue pour un facteur d'étirement réduit (seulement 280 ps) et un encombrement minimal (seulement 1500 x 500 mm). Toutefois ces architectures n'ont qu'un seul point de fonctionnement et ne permettent pas une utilisation versatile en puissance et en énergie.

Le record en puissance crête 3,4 GW a été démontré en 2011 par Eidam et al [75] . L'architecture

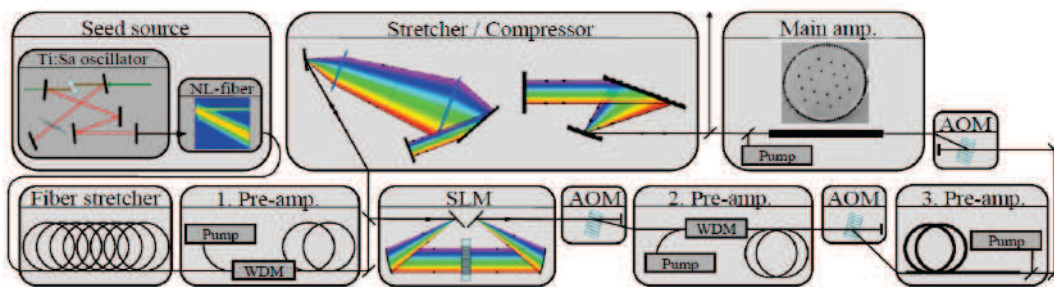


FIGURE 1.53 – Architecture laser proposée par Eidam et al. [75].

proposée est très complexe. Les impulsions issues de l'oscillateur sont étirées à 3 ns et sont acheminées vers une ligne à dispersion nulle qui contient un modulateur spatial afin de corriger par rétro-action les ordres supérieures de la phase spectrale des impulsions recomprimées en commençant par l'ordre 3 issue du troisième résiduel et de la SPM. L'amplificateur utilisé est une fibre barreau qui présente un diamètre de mode de 108  $\mu m$  et qui pour le facteur d'étirement réalisé permet d'obtenir des impulsions amplifiées jusqu'à une énergie de 3 mJ. L'optimisation de la phase spectrale permet de recomprimer les impulsions jusqu'à une durée de 480 fs.

Il semble aujourd'hui que ce type d'architecture arrive au maximum des performances qu'il soit possible de réaliser. En effet le seuil d'autofocalisation de la silice est atteint pour des impulsions ayant une puissance crête de 4 MW. Dans la dernière configuration, la puissance crête en sortie d'amplificateur est supérieure à 1-2 MW. Pour dépasser cette limitation, une solution consisterait à étirer toujours plus les impulsions mais cette solution n'est pas souhaitable tant l'encombrement devient imposant mais aussi pour des raisons de stabilité temporelle des impulsions recomprimées. Depuis quelques années des solutions alternatives sont développées et réside sur la combinaison cohérente de plusieurs amplificateurs. Ces méthodes consistent à utiliser N amplificateurs en parallèle, injectés simultanément par une même source laser et de recombinaison en espace libre ces N sources de manière cohérente en un seul et unique faisceau. Ce dernier contient l'énergie totale délivrée par les N amplificateurs. Deux stratégies sont alors

envisageables : la combinaison cohérente active avec contrôle actif de la phase relative des amplificateurs et la combinaison cohérente passive. Dans les deux cas des pour des facteurs d'étirement réduits des intensités crêtes de 1,38 GW [76] et 2 GW [77] ont été obtenues. Enfin, une dernière configuration associant à la fois la technique d'amplification à dérive de fréquences et la combinaison cohérente passive a été proposée. Dans ce cas là, un seul amplificateur est utilisé. Les impulsions étirées sont espacées temporellement d'une durée supérieure à la durée de l'impulsion étirée à l'aide d'une ligne à retard. La séparation et la recombinaison se font en utilisant le même interféromètre de type Mach-Zehnder (Figure 1.54).

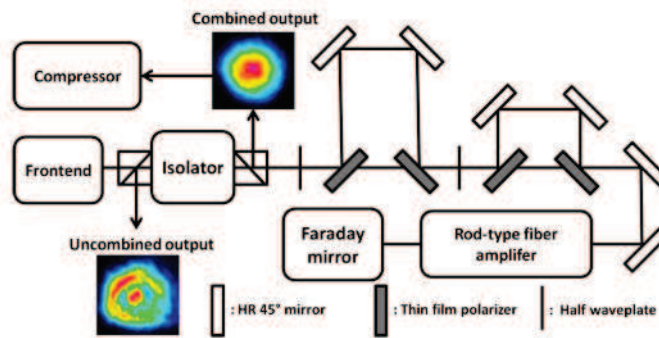


FIGURE 1.54 – Architecture laser utilisant la combinaison cohérence passive [77].

Cette expérience a permis pour un faible facteur d'étirement à savoir de 500 ps et un encombrement minimal de 1,2 x 0.4 m de produire des impulsions avec une énergie de 430  $\mu J$  et une durée recomprimée de 320 fs soit une puissance crête de 1.3 GW.

## Bibliographie

- [1] C. K Asawa and M. Robinson. Stimulated Emission from  $\text{Nd}^{3+}$  and  $\text{Yb}^{3+}$  in Noncubic Sites of Neodymium; and Ytterbium; Doped  $\text{CaF}_2$ . *Journal of Applied Physics*, 38(11) :4495–4501, oct 1967.
- [2] J. Walling and O. Peterson. High gain laser performance in alexandrite. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 15(9) :1031–1032, september 1979.
- [3] J. Walling and O. Peterson. High gain laser performance in alexandrite. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 16(2) :119–120, feb 1980.
- [4] S.A. Payne, L.L. Chase, H.W. Newkirk, L.K. Smith, and W.F. Krupke.  $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$  : a promising new solid-state laser material. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 24(11) :2243–2252, nov 1988.
- [5] M. Pessot, J. Squier, P. Bado, G. Mourou, and D.J. Harter. Chirped pulse amplification of 300 fs pulses in an alexandrite regenerative amplifier. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 25(1) :61–66, jan 1989.
- [6] Martin Stalder, Bruce H. T. Chai, and Michael Bass. Flashlamp pumped  $\text{Cr}:\text{LiSrAlF}_6$  laser. *Applied Physics Letters*, 58(3) :216–218, jan 1991.
- [7] L.K. Smith, S.A. Payne, W.L. Kway, L.L. Chase, and B.H.T. Chai. Investigation of the laser properties of  $\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrGaF}_6$ . *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 28(11) :2612–2618, nov 1992.
- [8] W. E. White, J. R. Hunter, L. Van Woerkom, T. Ditmire, and M. D. Perry. 120-fs terawatt  $\text{Ti}:\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Cr}^{3+}:\text{LiSrGaF}_6$  laser system. *Opt. Lett.*, 17(15) :1067–1069, Aug 1992.
- [9] F. G. Patterson, R. Gonzales, and M. D. Perry. Compact 10-TW, 800-fs Nd :glass laser. *Opt. Lett.*, 16(14) :1107–1109, Jul 1991.
- [10] M. D. Perry, D. Pennington, B. C. Stuart, G. Tietbohl, J. A. Britten, C. Brown, S. Herman, B. Golick, M. Kartz, J. Miller, H. T. Powell, M. Vergino, and V. Yanovsky. Petawatt laser pulses. *Opt. Lett.*, 24(3) :160–162, Feb 1999.
- [11] R. Paschotta, J. Nilsson, A.C. Tropper, and D.C. Hanna. Ytterbium-doped fiber amplifiers. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 33(7) :1049–1056, jul 1997.
- [12] S. Magne, Y. Ouerdane, M. Druetta, J.P. Goure, P. Ferdinand, and G. Monnom. Cooperative luminescence in an ytterbium-doped silica fibre. *Optics Communications*, 111(3-4) :310–316, 1994.
- [13] I. Manek-Hönninger, J. Boulet, T. Cardinal, F. Guillen, S. Ermeneux, M. Podgorski, R. Bello Doua, and F. Salin. Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber. *Opt. Express*, 15(4) :1606–1611, Feb 2007.

- [14] Y.W. Lee, S. Sinha, M.J.F. Digonnet, R.L. Byer, and S. Jiang. Measurement of high photodarkening resistance in heavily  $\text{Yb}^{3+}$ -doped phosphate fibres. *Electronics Letters*, 44(1) :14–16, 2008.
- [15] M. Engholm and L. Norin. Preventing photodarkening in ytterbium-doped high power fiber lasers; correlation to the UV-transparency of the core glass. *Optics Express*, 16(2) :1260–1268, 2008.
- [16] M. Engholm, P. Jelger, F. Laurell, and L. Norin. Improved photodarkening resistivity in ytterbium-doped fiber lasers by cerium codoping. *Opt. Lett.*, 34(8) :1285–1287, Apr 2009.
- [17] A. Giesen, H. Hägel, A. Voss, K. Wittig, U. Brauch, and H. Opower. Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers. *Applied Physics B Lasers and Optics*, 58(5) :365–372, 1994.
- [18] Ingo Johannsen and A. Giesen. Q-switched Yb :Yag thin disk laser. In *Advanced Solid-State Lasers*, page MD3. Optical Society of America, 2001.
- [19] J. Aus der Au, G. J. Spühler, T. Südmeyer, R. Paschotta, R. Hövel, M. Moser, S. Erhard, M. Karszewski, A. Giesen, and U. Keller. 16.2-W average power from a diode-pumped femtosecond Yb :YAG thin disk laser. *Opt. Lett.*, 25(11) :859–861, Jun 2000.
- [20] C.R.E. Baer, C. Kränkel, C.J. Saraceno, O.H. Heckl, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, and U. Keller. Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power. *Optics Letters*, 35(13) :2302–2304, 2010.
- [21] Joerg Neuhaus, Jochen Kleinbauer, Alexander Killi, Sascha Weiler, Dirk Sutter, and Thomas Dekorsy. Passively mode-locked Yb :YAG thin-disk laser with pulse energies exceeding 13  $\mu\text{J}$  by use of an active multipass geometry. *Opt. Lett.*, 33(7) :726–728, Apr 2008.
- [22] S. V. Marchese, C. R. Baer, A. G. Engqvist, S. Hashimoto, D. J. Maas, M. Golling, T. Südmeyer, and U. Keller. Femtosecond thin disk laser oscillator with pulse energy beyond the 10-microjoule level. *Opt. Express*, 16(9) :6397–6407, Apr 2008.
- [23] D. Bauer, I. Zawischa, D.H. Sutter, A. Killi, and T. Dekorsy. Mode-locked Yb :YAG thin-disk oscillator with 41  $\mu\text{j}$  pulse energy at 145 W average infrared power and high power frequency conversion. *Optics Express*, 20(9) :9698–9704, 2012.
- [24] F. Brunner, T. Südmeyer, E. Innerhofer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, V. E. Kisel, V. G. Shcherbitsky, N. V. Kuleshov, J. Gao, K. Contag, A. Giesen, and U. Keller. 240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb :KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> laser. *Opt. Lett.*, 27(13) :1162–1164, Jul 2002.
- [25] O. Pronin, J. Brons, C. Grasse, V. Pervak, G. Boehm, M.-C. Amann, V.L. Kalashnikov, A. Apolonski, and F. Krausz. High-power 200 fs Kerr-lens mode-locked Yb :YAG thin-disk oscillator. *Optics Letters*, 36(24) :4746–4748, 2011.

- [26] Sandrine Ricaud, Frédéric Druon, Dimitris N. Papadopoulos, Patrice Camy, Jean-Louis Doualan, Richard Moncorgé, Martin Delaigue, Yoann Zaouter, Antoine Courjaud, Patrick Georges, and Eric Mottay. Short-pulse and high-repetition-rate diode-pumped Yb :CaF<sub>2</sub> regenerative amplifier. *Opt. Lett.*, 35(14) :2415–2417, Jul 2010.
- [27] Frédéric Druon, Sandrine Ricaud, Dimitris N. Papadopoulos, Alain Pellegrina, Patrice Camy, Jean Louis Doualan, Richard Moncorgé, Antoine Courjaud, Eric Mottay, and Patrick Georges. On Yb :CaF<sub>2</sub> and Yb :SrF<sub>2</sub> : review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance. *Opt. Mater. Express*, 1(3) :489–502, Jul 2011.
- [28] P. Russbueltdt, T. Mans, G. Rotarius, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Poprawe. 400W Yb :YAG Innoslab fs-Amplifier. *Opt. Express*, 17(15) :12230–12245, Jul 2009.
- [29] P. Russbueltdt, T. Mans, J. Weitenberg, H. D. Hoffmann, and R. Poprawe. Compact diode-pumped 1.1 kW Yb :YAG Innoslab femtosecond amplifier. *Opt. Lett.*, 35(24) :4169–4171, Dec 2010.
- [30] M. Schulz, R. Riedel, A. Willner, T. Mans, C. Schnitzler, P. Russbueltdt, J. Dolkemeyer, E. Seise, T. Gottschall, S. Hädrich, S. Duesterer, H. Schlarb, J. Feldhaus, J. Limpert, B. Faatz, A. Tünnermann, J. Rossbach, M. Drescher, and F. Tavella. Yb :YAG Innoslab amplifier : efficient high repetition rate subpicosecond pumping system for optical parametric chirped pulse amplification. *Opt. Lett.*, 36(13) :2456–2458, Jul 2011.
- [31] E. Snitzer, H. Po, F. Hakimi, R. Tumminelli, and B.C. McCollum. Double clad, offset core nd fiber laser. In *Optical Fiber Sensors*, page PD5. Optical Society of America, 1988.
- [32] Anping Liu and Kenichi Ueda. The absorption characteristics of circular, offset, and rectangular double-clad fibers. *Optics Communications*, 132(5) :511, 1996.
- [33] Moloney J.V. Wright E.M. Kouznetsov, D. Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. I. fiber with circular symmetry. *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 18(6) :743–749, 2001.
- [34] Moloney J.V. Kouznetsov, D. Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. III. calculation of modes. *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 19(6) :1304–1309, 2002.
- [35] Moloney J.V. Kouznetsov, D. Efficiency of pump absorption in double-clad fiber amplifiers. II. broken circular symmetry. *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 19(6) :1259–1263, 2002.
- [36] A. Liu, J. Song, K. Kamatani, and K. Ueda. Rectangular double-clad fibre laser with two-end-bundled pump. *Electronics Letters*, 32(18) :1673, aug 1996.

- [37] David Young and C. Roychoudhuri. Results and comparison of a cladding pumped fiber simulation using a decagon-shaped fiber. *Opt. Express*, 11(7) :830–837, Apr 2003.
- [38] A. Martinez-Rios, A. N. Starodumov, H. Po, Y. Wang, A. A. Demidov, and X. Li. Efficient operation of double-clad Yb<sup>3+</sup>-doped fiber lasers with a novel circular cladding geometry. *Opt. Lett.*, 28(18) :1642–1644, Sep 2003.
- [39] M.H. Muendel. Optimal inner cladding shapes for double-clad fiber lasers. In *Lasers and Electro-Optics, 1996. CLEO '96., Summaries of papers presented at the Conference on*, page 209, june 1996.
- [40] P. Leproux, S. Février, V. Doya, P. Roy, and D. Pagnoux. Modeling and optimization of double-clad fiber amplifiers using chaotic propagation of the pump. *Optical Fiber Technology*, 7(4) :324 – 339, 2001.
- [41] M. J F Digonnet, C.J. Gaeta, and H.J. Shaw. 1.064- and 1.32  $\mu\text{m}$  Nd :YAG single crystal fiber lasers. *Lightwave Technology, Journal of*, 4(4) :454–460, 1986.
- [42] Kheirradine Lebbou, Didier Perrodin, Valery I. Chani, Alain Brenier, Olivier Tillement, Ouassila Aloui, Jean Marie Fourmigue, Julien Didierjean, François Balembois, and Patrick Gorges. Fiber Single-Crystal Growth from the Melt for Optical Applications. *Journal of the American Ceramic Society*, 89(1) :75–80, 2006.
- [43] Julien Didierjean, Marc Castaing, François Balembois, Patrick Georges, Didier Perrodin, Jean Marie Fourmigué, Kherredine Lebbou, Alain Brenier, and Olivier Tillement. High-power laser with Nd :YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling-down technique. *Opt. Lett.*, 31(23) :3468–3470, Dec 2006.
- [44] D. Sangla, N. Aubry, J. Didierjean, D. Perrodin, F. Balembois, K. Lebbou, A. Brenier, P. Georges, J. M. Fourmigue, and O. Tillement. High-power laser with Yb :YAG crystal fiber directly grown by the micro-pulling down technique. In *CLEO Europe and EQEC Conference Digest*, page CA12. Optical Society of America, 2009.
- [45] Xavier Délen, Stefan Piehler, Julien Didierjean, Nicolas Aubry, Andreas Voss, Marwan Abdou Ahmed, Thomas Graf, Francois Balembois, and Patrick Georges. 250 W single-crystal fiber Yb :YAG laser. *Opt. Lett.*, 37(14) :2898–2900, Jul 2012.
- [46] D.J. Kane and R. Trebino. Characterization of arbitrary femtosecond pulses using frequency-resolved optical gating. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 29(2) :571–579, 1993.
- [47] Y. Zaouter, J. Boulet, E. Mottay, and E. Cormier. Transform-limited 100  $\mu\text{J}$ , 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher-compressor. *Optics Letters*, 33(13) :1527–1529, 2008.



- [48] S. Zhou, L. Kuznetsova, A. Chong, and F.W. Wise. Compensation of nonlinear phase shifts with third-order dispersion in short-pulse fiber amplifiers. *Optics Express*, 13(13) :4869–4877, 2005.
- [49] L. Shah, Z. Liu, I. Hartl, G. Imeshev, G.C. Cho, and M.E. Fermann. High energy femtosecond Yb cubicon fiber amplifier. *Optics Express*, 13(12) :4717–4722, 2005.
- [50] Dawn Hollenbeck and Cyrus D. Cantrell. Multiple-vibrational-mode model for fiber-optic raman gain spectrum and response function. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(12) :2886–2892, Dec 2002.
- [51] G.P Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*, 4ed. Academic Press, 2007.
- [52] D. Strickland and G. Mourou. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics Communications*, 56(3) :219–221, 1985.
- [53] J. D. Kmetec, J. J. Macklin, and J. E Young. 0.5-TW, 125-fs Ti :sapphire laser. *Opt. Lett.*, 16(13) :1001–1003, Jul 1991.
- [54] Y. Beaudoin, C. Y. Chien, J. S. Coe, J. L. Tapié, and G. Mourou. Ultrahigh-contrast Ti :sapphire/Nd :glass terawatt laser system. *Opt. Lett.*, 17(12) :865–867, Jun 1992.
- [55] Hiromitsu Kiriyama, Michiaki Mori, Y. Nakai, T. Shimomura, H. Sasao, M. Tanoue, S. Kanazawa, D. Wakai, F. Sasao, H. Okada, I. Daito, M. Suzuki, S. Kondo, K. Kondo, A. Sugiyama, P. R. Bolton, A. Yokoyama, H. Daido, S. Kawanishi, T. Kimura, and T. Tajima. High temporal and spatial quality petawatt-class Ti :sapphire chirped-pulse amplification laser system. *Opt. Lett.*, 35(10) :1497–1499, May 2010.
- [56] Jeffrey P. Kopolow, Dahv A. V. Kliner, and Lew Goldberg. Single-mode operation of a coiled multi-mode fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 25(7) :442–444, Apr 2000.
- [57] P. Wang, L. J. Cooper, J. K. Sahu, and W. A. Clarkson. Efficient single-mode operation of a cladding-pumped ytterbium-doped helical-core fiber laser. *Opt. Lett.*, 31(2) :226–228, Jan 2006.
- [58] Hung-Wen Chen, Tom Sosnowski, Chi-Hung Liu, Li-Jin Chen, Jonathan R. Birge, Almantas Galvanauskas, Franz X. Kärtner, and Guoqing Chang. Chirally-coupled-core Yb-fiber laser delivering 80-fs pulses with diffraction-limited beam quality warranted by a high-dispersion mirror based compressor. *Opt. Express*, 18(24) :24699–24705, Nov 2010.
- [59] Simon Lefrancois, Thomas S. Sosnowski, Chi-Hung Liu, Almantas Galvanauskas, and Frank W. Wise. Energy scaling of mode-locked fiber lasers with chirally-coupled core fiber. *Opt. Express*, 19(4) :3464–3470, Feb 2011.
- [60] Marcatili E.A.J. Miller S.E. Kaiser, P. New optical fiber. *Bell Syst Tech J*, 52(2) :265–269, 1973.

- [61] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, and D. M. Atkin. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 21(19) :1547–1549, Oct 1996.
- [62] W. Wadsworth, R. Percival, G. Bouwmans, J. Knight, and P. Russell. High power air-clad photonic crystal fibre laser. *Opt. Express*, 11(1) :48–53, Jan 2003.
- [63] Niels A. Mortensen. Air-clad fibers : pump absorption assisted by chaotic wave dynamics? *Opt. Express*, 15(14) :8988–8996, Jul 2007.
- [64] W.J. Wadsworth, J.C. Knight, W.H. Reeves, P.S.J. Russell, and J. Arriaga. Yb<sup>3+</sup>-doped photonic crystal fibre laser. *Electronics Letters*, 36(17) :1452–1454, aug 2000.
- [65] Jens Limpert, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, T. Tünnermann, R. Iliew, F. Lederer, J. Broeng, G. Vienne, A. Petersson, and C. Jakobsen. High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 11(7) :818–823, Apr 2003.
- [66] J. Limpert, A. Liem, M. Reich, T. Schreiber, S. Nolte, H. Zellmer, A. Tünnermann, J. Broeng, A. Petersson, and C. Jakobsen. Low-nonlinearity single-transverse-mode ytterbium-doped photonic crystal fiber amplifier. *Opt. Express*, 12(7) :1313–1319, Apr 2004.
- [67] J. Limpert, O. Schmidt, J. Rothhardt, F. Röser, T. Schreiber, A. Tünnermann, S. Ermeneux, P. Yvernault, and F. Salin. Extended single-mode photonic crystal fiber lasers. *Opt. Express*, 14(7) :2715–2720, Apr 2006.
- [68] Fabian Stutzki, Hans-Jürgen Otto, Florian Jansen, Christian Gaida, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. High-speed modal decomposition of mode instabilities in high-power fiber lasers. *Opt. Lett.*, 36(23) :4572–4574, Dec 2011.
- [69] N.S. Platonov, D. V. Gapontsev, V.P. Gapontsev, and V. Shumilin. 135 w cw fiber laser with perfect single mode output. In *Conference on Lasers and Electro-Optics*, page CPDC3. Optical Society of America, 2002.
- [70] A. Liem, J. Limpert, H. Zellmer, and A. Tünnermann. 100-W single-frequency master-oscillator fiber power amplifier. *Opt. Lett.*, 28(17) :1537–1539, Sep 2003.
- [71] Jens Limpert, T. Schreiber, T. Clausnitzer, K. Zöllner, H. Fuchs, E. Kley, H. Zellmer, and A. Tünnermann. High-power femtosecond Yb-doped fiber amplifier. *Opt. Express*, 10(14) :628–638, Jul 2002.
- [72] F. Röser, J. Rothhard, B. Ortac, A. Liem, O. Schmidt, T. Schreiber, J. Limpert, and A. Tünnermann. 131 W 220 fs fiber laser system. *Opt. Lett.*, 30(20) :2754–2756, Oct 2005.

- [73] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann. Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 32(24) :3495–3497, Dec 2007.
- [74] Y. Zaouter, J. Boulet, E. Mottay, and E. Cormier. Transform-limited 100  $\mu$ J, 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher–compressor. *Opt. Lett.*, 33(13) :1527–1529, Jul 2008.
- [75] Tino Eidam, Christian Wirth, Cesar Jauregui, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Hans-Jürgen Otto, Oliver Schmidt, Thomas Schreiber, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(14) :13218–13224, Jul 2011.
- [76] Arno Klenke, Sven Bretkopf, Marco Kienel, Thomas Gottschall, Tino Eidam, Steffen Hädrich, Jan Rothhardt, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. 530W, 1,3mJ, four-channel coherently combined femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 38(13) :2283–2285, Jul 2013.
- [77] Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Hönninger, F. Druon, E. Mottay, and P. Georges. Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers. *Opt. Lett.*, 37(9) :1460–1462, May 2012.

## Chapitre 2

# Laser à fibre femtoseconde énergétique et de forte puissance moyenne et applications

### Sommaire

---

<b>2.1 Développement d'une chaîne laser femtoseconde fibrée énergétique et de forte puissance moyenne . . . . .</b>	<b>74</b>
2.1.1 Cahier des charges . . . . .	74
2.1.2 Simulation architecture laser . . . . .	74
2.1.3 Travail autour de la préparation des fibres microstructurées . . . . .	81
2.1.4 Performances obtenues . . . . .	85
2.1.5 Limitations observées . . . . .	88
2.1.6 Conclusion . . . . .	90
<b>2.2 Application au déminage par perçage athermique . . . . .</b>	<b>91</b>
2.2.1 Problématique . . . . .	91
2.2.2 Transport d'impulsions femtosecondes énergétiques par fibre kagomé . . . . .	93
2.2.3 Perçage à haute cadence de plaques d'acier épaisses . . . . .	98
<b>2.3 Application à la génération d'harmoniques d'ordres élevés à haute cadence</b>	<b>111</b>
2.3.1 Théorie et principe . . . . .	113
2.3.2 Dispositif expérimental . . . . .	121
2.3.3 Résultats théoriques . . . . .	122
2.3.4 Résultats expérimentaux . . . . .	124
2.3.5 Bilan . . . . .	126

---

## 2.1 Développement d'une chaîne laser femtoseconde fibrée énergétique et de forte puissance moyenne

### 2.1.1 Cahier des charges

Au début de la thèse, l'élément important quant à l'architecture de la chaîne laser à développer (nommée Femto+) était sa compacité et sa transportabilité. Le cahier des charges concernant les performances laser initialement envisagées est représenté sur le tableau (2.1).

	Chaîne laser Femto+
Cadence	100 kHz - 1 MHz
Énergie	$> 100 \mu J$
Durée	500 fs
Puissance moyenne	100 W @ 1 MHz

TABLE 2.1 – Cahier des charges pour le développement de la chaîne laser fibrée femtoseconde Femto +.

Pour les applications envisagées, qu'il s'agisse des applications de perçage athermique ou de génération de sources secondaires, la source devait être versatile en cadence (100 kHz - 1 MHz); délivrer des impulsions sub-picosecondes afin d'une part, d'être en régime athermique pour les études d'ablation et d'autre part, posséder des intensités importantes pour la génération d'harmoniques d'ordres élevés. Enfin, l'énergie extraite qui dépend directement de notre capacité à étirer les impulsions a été fixée arbitrairement à environ  $100 \mu J$ . L'architecture réalisée s'est essentiellement appuyée à partir des travaux et du matériel de mon prédécesseur à savoir Yoann Zaouter [1].

De ce fait, les performances de la chaîne laser développée correspondent à un compromis permettant de pouvoir réaliser beaucoup d'expériences applicatives sur la durée de la thèse au détriment des performances absolues qui seront plus faibles que celles obtenues par Röser et al. [2].

### 2.1.2 Simulation architecture laser

#### 2.1.2.1 Architecture laser proposée

La chaîne laser fibrée femtoseconde développée est représenté sur la figure 2.1. Le système FCPA (acronyme en anglais pour Fiber Chirped Pulse Amplification) contient différents éléments dont :

- un oscillateur d'impulsions ultracourtes commercial à blocage de modes passif de la compagnie Amplitude Système, le "Mikan",
- un étireur à réseaux de diffraction,
- un système de sélection d'impulsions pour diviser la cadence constitué d'un modulateur acousto-optique et d'une carte électronique de division de cadence,
- un préamplificateur à fibre microstructurée dopée aux ions Ytterbium,

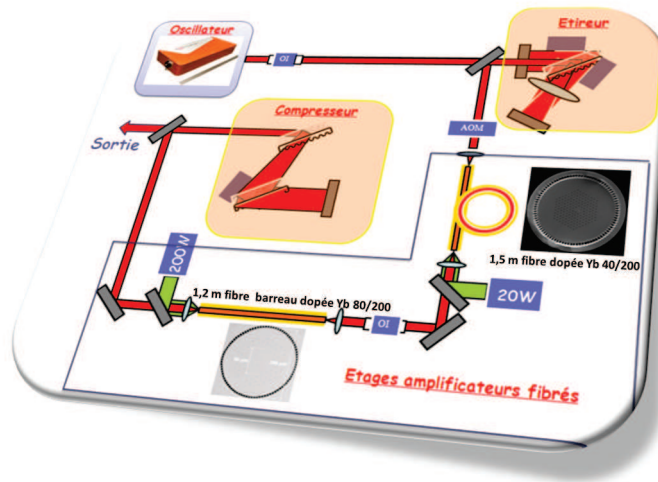


FIGURE 2.1 – Schéma de la chaîne laser CPA fibrée FEMTO+ développée.

- un amplificateur de puissance utilisant un fibre barreau dopée aux ions Ytterbium,
- un compresseur à réseaux de diffraction.

**L'oscillateur** L'oscillateur Mikani utilisé est un oscillateur femtoseconde à blocage de modes passif (SESAM) utilisant comme milieu amplificateur un cristal d'Yb :KYW pompé par diode laser. En configuration standard, cette oscillateur stable et seulement refroidie par air, émet un train d'impulsion à une fréquence de répétition de 37,5 MHz avec une puissance moyenne de 1,34 W. La durée des impulsions est de 200 fs et le spectre associé limité par transformée de Fourier et centré à 1030 nm avec une largeur de 5 nm.

**Étireur** Les impulsions sont par la suite acheminées vers un étireur à réseau de diffraction en configuration repliée (1 seul réseau de diffraction est utilisé). Le réseau utilisé d'une largeur de 11 cm est un réseau multi-couches diélectrique opérant en transmission. Il possède une densité de traits de 1740 traits/mm et est réglé à l'angle Littrow, autour de 64,7°. Expérimentalement cet angle est obtenu en minimisant la puissance dans l'ordre 0 ce qui correspond au maximum d'efficacité dans l'ordre 1. Une lentille de 80 cm de focale, positionnée à une distance de 6,5 cm du réseau, associé à un miroir dans le plan de Fourier permet donc d'étirer les impulsions à une durée de 480 ps. L'efficacité globale de transmission est de 50%.

**Division de cadence** La sélection des impulsions et la division en cadence se fait en utilisant un modulateur acousto optique en  $TeO_2$ . Pour cela, le faisceau laser est focalisé dans le cristal en  $TeO_2$  et possède un diamètre à  $1/e^2$  voisin de  $60 \mu m$ . Cette taille de faisceau est une caractéristique du modulateur afin de posséder la meilleure efficacité de diffraction et le meilleur contraste. Dans notre cas, le contraste est proche de 30 dB pour un temps de monter du modulateur de 10 ns. L'efficacité globale de la sélection

est de 60 % (transmission + efficacité de diffraction).

**Amplificateurs à fibre** Pour bien choisir les amplificateurs fibrés (Figure 2.2), il est nécessaire de partir de la fin de la chaîne laser en considérant les performances désirées. L'amplificateur de puissance est une fibre barreau qui possède une puissance de saturation voisine de 1 W. Il est donc nécessaire que l'étage préamplificateur fournisse une telle puissance ce qui correspond à une énergie de 1  $\mu J$  pour une cadence de 1 MHz et 10  $\mu J$  pour une cadence de 100 kHz. Il convient donc d'utiliser une fibre à large aire modale pour s'affranchir des non-linéarités à 100 kHz. Nous avons donc décidé d'utiliser une fibre 40/200. A la sortie du modulateur acousto-optique, toujours à la cadence de l'oscillateur, la puissance moyenne à l'entrée de la fibre amplificatrice est de seulement 350 mW. Ainsi si l'on divise la cadence, nous n'aurons seulement que 10 mW de puissance moyenne à une cadence de 1 MHz et 1 mW à une cadence de 100 kHz. La longueur est fixée de telle sorte à pouvoir fournir un gain supérieur à 30 dB, à savoir 1,5 m.

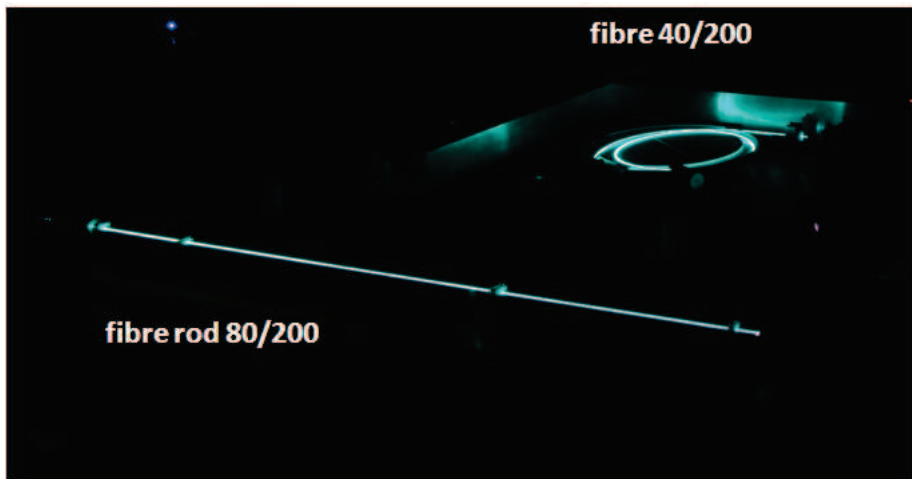


FIGURE 2.2 – Image de la partie amplificatrice de la chaîne FCPA.

**Compression** Le choix des réseaux du compresseur est capital. En effet, il s'agit de l'élément qui va introduire des pertes qui peuvent être relativement importantes ( $> 20\%$ ). La densité de traits doit être similaire à celle utilisée dans l'étireur. Au début de ma thèse, j'ai eu l'occasion d'utiliser les mêmes réseaux que ceux utilisés dans l'étireur, toutefois la transmission complète du compresseur était de seulement 62 % soit presque 40 % de pertes ! Nous avons dès lors choisi d'investir dans de nouveaux réseaux. Nous avons ainsi opté pour les réseaux commercialisés par la compagnie "Plymouth Gratings Laboratory" présentés en figure 2.3. Leur procédé de fabrication permet d'atteindre des efficacités de diffraction sur chaque réseau de plus de 97 % (Figure 2.3) soit une efficacité globale  $> 85\%$ . La figure 2.4 montre l'efficacité du compresseur obtenue lorsque la chaîne laser fonctionne à 1 MHz et que la puissance maximale atteint 100 W en sortie de l'amplificateur de puissance.

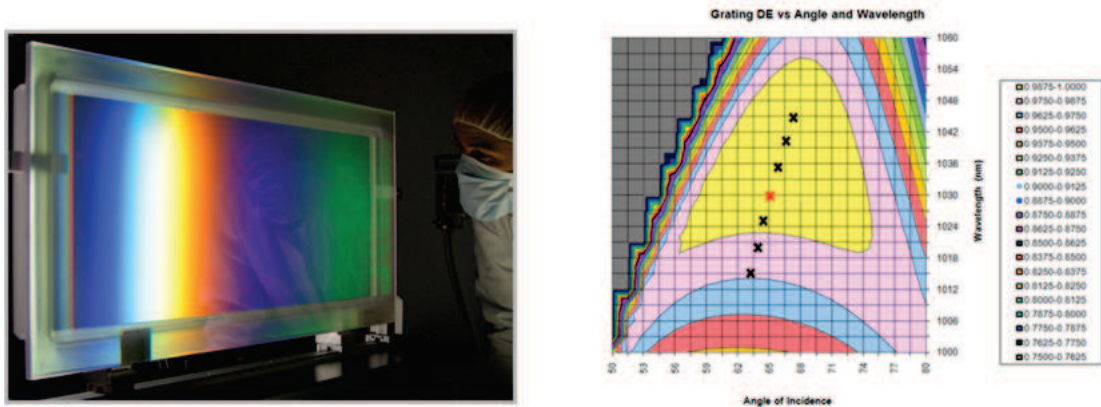


FIGURE 2.3 – Réseau de diffraction diélectrique en réflexion fabriqué par la compagnie "Plymouth Gratings Laboratory".

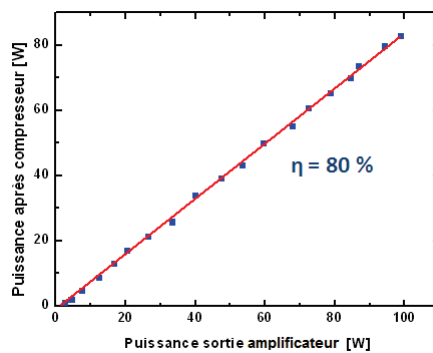


FIGURE 2.4 – Efficacité en transmission du compresseur en fonction de la puissance de sortie de l'amplificateur principal.

### 2.1.2.2 Simulations architecture laser

Afin de comprendre les choix effectués concernant l'architecture du laser, nous allons aborder dans cette section, les principaux éléments qui influent sur les performances d'un amplificateur. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel commercial RP Fiber Power développé par Dr. Rudiger Paschotta, expert reconnu pour ces nombreux travaux sur la modélisation des amplificateurs Ytterbium. Ce logiciel, pour ce qui concerne les amplificateurs fibrés dopés Ytterbium, permet de calculer, les équations d'évolutions des populations le long d'une fibre en fonction des conditions de pompage et permet ainsi d'obtenir les évolutions spatiales le long de la fibre de la puissance de pompe ainsi que celle du signal amplifié. Le modèle prend aussi en compte l'évolution de l'ASE. Toutes les configurations peuvent être simulées : pompage contra ou co-propagatif, cavité laser, source ASE...



### 2.1.2.3 Amplificateur principal extracteur d'énergie : fibre barreau 80/200 NKT photonics

Pour commencer cette étude, nous débutons par le dernier étage amplificateur qui est une fibre barreau 80/200 avec une longueur de 1,2 m.

Le dernier étage amplificateur doit être non pas celui qui a le plus fort gain possible, mais celui qui est le plus efficace et doit permettre l'extraction de la plus grande puissance moyenne. Pour cela, il faut :

- une longueur de fibre optimale : une longueur trop courte ne permettra pas d'extraire toute la puissance, mais une longueur de fibre trop importante aura pour effet une réabsorption à la longueur d'onde laser, là où l'inversion de population n'est plus suffisante (inversion de population inférieure à l'inversion de population de transparence).
- un couple dopage/longueur adéquat : une fibre dont le dopage sera trop faible, ne permettra pas d'extraire beaucoup de puissance et nécessitera une longueur de fibre trop importante. Une fibre trop dopée aura tendance à photo-noircir et se traduira par une perte d'efficacité, à court, moyen et long terme.
- une puissance du signal à amplifier suffisante : l'efficacité d'extraction d'un amplificateur dépend directement de la puissance du signal. Si celui-ci est trop faible, l'amplificateur sera en régime d'amplification petit signal à fort gain, mais faible extraction de puissance. Il n'y aura pas d'effet néfaste si la puissance du signal à injecter est surdimensionnée. Il ne faudra pas toutefois, rajouter une contrainte sur l'étage préamplificateur qui devra fournir cette puissance.

**Puissance de saturation** La puissance de saturation est définie par la relation suivante :

$$P_{sat} = \frac{h\nu_{laser} \times A}{(\sigma_e^{laser} + \sigma_a^{laser})\tau} \quad (2.1)$$

où  $A$  est le diamètre de coeur de la fibre utilisée,  $\sigma_e^{laser}$  et  $\sigma_a^{laser}$  respectivement les sections efficaces d'émission et d'absorption à la longueur d'onde laser,  $\tau$  la durée de vie de l'état excité et  $\nu_{laser}$  la fréquence de la raie laser.

Dans notre cas, cette puissance est voisine de 1 W pour une fibre barreau de 70  $\mu m$  de diamètre de coeur. La figure 2.5 représente l'évolution de la puissance du faisceau amplifié en fonction de la puissance du signal à l'entrée pour une fibre de 1,2 m de long et une puissance de pompe de 160 W.

On voit que la saturation apparaît bien au voisinage de 1 W de puissance. Il conviendra donc de toujours injecter cette puissance si l'on désire extraire un maximum de puissance de l'amplificateur. De plus dans le cas d'un amplificateur qui fonctionne en extraction de puissance ( $P_{in} > 1W$ ) et non comme un amplificateur à fort gain ( $P_{in} \ll 1W$ ), si le signal à amplifier fluctue de quelques pourcents, ces fluctuations seront atténuées grâce à la saturation de l'amplificateur.

**Longueur de fibre** Comme présenté au chapitre 1, si la longueur de la fibre n'est pas une forte contrainte pour les amplificateurs à fibres souples, cela le devient pour des fibres barreaux qui de part

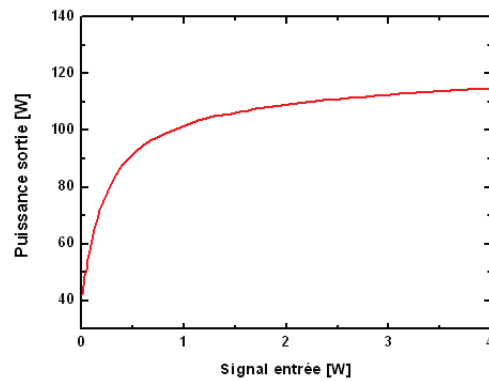


FIGURE 2.5 – Effet de la puissance d'entrée sur la puissance en sortie d'amplificateur pour une puissance de pompe de 160 W et une longueur de fibre de 1,2 m.

leur forte rigidité et fragilité doivent être maintenues droites. La figure 2.6 représente l'évolution de la puissance extraite de l'amplificateur et de la puissance de pompe en fonction de la longueur de fibre. La puissance de pompe est toujours de 160 W et la puissance du signal à injecter est de 1 W. On constate

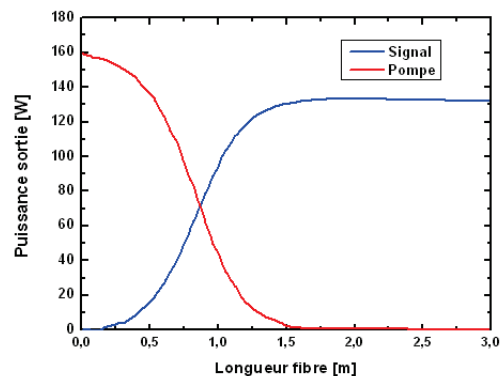


FIGURE 2.6 – Effet de la longueur de fibre sur l'efficacité de l'amplificateur. La courbe bleue représente l'évolution de la puissance du signal alors que la courbe rouge représente l'évolution de la puissance de pompe.

ainsi que la longueur optimale est de 1,5 m. Au delà de cette longueur, il n'y a plus de puissance de pompe suffisante pour maintenir une inversion de population > involution de population de transparence. La longueur de fibre supplémentaire devient absorbante. Cependant l'utilisation d'une fibre de 1,5 m est très délicate de part la fragilité fibre et la place disponible sur une table optique!! Une longueur de 1,2-1,25 m a donc été choisie. Il faut préciser qu'il est important de maintenir la longueur maximale de la fibre. En effet, comme tout amplificateur fibré, la face de la fibre peut s'endommager au cours de son utilisation, nécessitant alors une nouvelle préparation et une perte de longueur (clivage et polissage). Cette perte de

longueur dans le cas de notre fibre barreau s'accompagne d'une perte drastique de puissance extraite. Pour une longueur de 1,2 m, il est possible d'extraire 115 W alors que pour une longueur de 1,1 m, seulement 80 W peuvent être extraits

#### 2.1.2.4 Amplificateur à fort gain : fibre microstructurée 40/200 NKT photonics

La fibre 40/200 est utilisée comme étage à fort gain permettant d'atteindre la puissance de saturation nécessaire à la fibre barreau. Une analyse similaire à celle réalisée pour l'amplification de puissance a été menée pour le préamplificateur. Les contraintes sont moindres. La fibre 40/200 est une fibre qui reste souple avec un rayon de courbure minimale de 15 cm. On peut "jouer" soit sur la puissance de pompe soit sur la longueur de fibre afin d'obtenir une puissance de sortie supérieure à 1 W. Nous avons donc opté pour une fibre 40/200 ayant une longueur de 1 m 50. La diode de pompe utilisée est une diode fibrée de 400  $\mu\text{m}$  qui délivre une puissance de 25 W à 976 nm.

On peut ici souligner que pour les amplificateurs à fort gain, en présence d'une réserve de puissance de pompe, il vaut mieux privilégier une fibre un peu plus courte. En effet, dès lors que le signal à injecter est très faible devant la puissance de saturation qui est ici voisine de 200 mW, une fibre longue (dont les extrémités sont à l'air libre) aura plus tendance à générer un effet laser parasite.

La figure (2.7) représente les résultats expérimentaux des puissances obtenues à l'entrée de l'amplificateur principal en fonction de la puissance de pompe. Pour obtenir les puissances réelles en sortie de fibre 40/200, il convient de prendre en compte les pertes en transmission de l'isolateur (entre les étages amplificateurs) et les pertes introduites par les lentilles utilisées, soit 15 % au total.

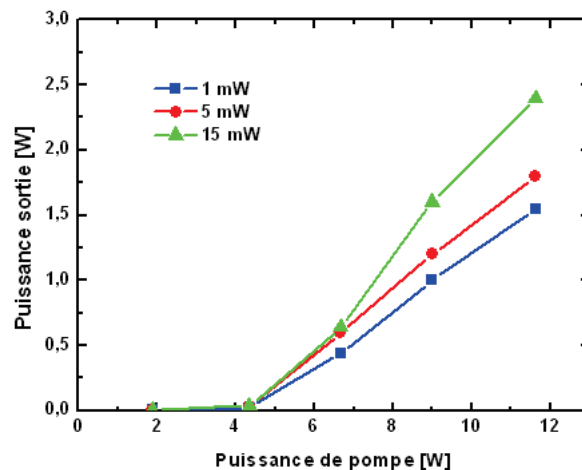


FIGURE 2.7 – Puissance en sortie d'amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour différentes puissances du signal.

La puissance moyenne injectée de 1 mW correspond à la puissance injectée dans la fibre 40/200 lorsque

la cadence est de 100 kHz. De même, la puissance de 15 mW correspond au fonctionnement à 1 MHz.

Dans les deux cas, une puissance minimale de 1 W est obtenue en sortie de fibre. A noter que nous sommes limités à une puissance de pompe de 12 W car la diode de pompe n'était pas une diode stabilisée en longueur d'onde. A cause de son vieillissement, le spectre d'émission au courant nominal de la diode était décalé autour de 985 nm.

### 2.1.3 Travail autour de la préparation des fibres microstructurées

#### 2.1.3.1 Préparation des fibres

Tout comme n'importe quelle autre fibre, il est nécessaire de préparer correctement les faces des fibres afin d'exciter correctement le mode fondamental, d'éviter un faisceau de sortie avec une mauvaise qualité spatiale et aussi éviter tout effet laser parasite. Si cette opération est chose facile et courante pour les fibres standards, elle est beaucoup plus compliquée pour les fibres microstructurées.

L'unique préparation pour les fibres standards est de retirer (dénuder) sur quelques millimètres la gaine protectrice et de cliver le bout de la fibre avec ou sans angle. Pour les fibres à gros coeur, il n'existe pas de système simple et peu coûteux. Il est en effet nécessaire de s'équiper de stations de travail très onéreuses.

La création de la "Plateforme des Lasers à Fibres" a coïncidé avec le début de mes travaux. Il s'agit d'un consortium comprenant des membres des laboratoires bordelais travaillant sur les systèmes fibrés (CELIA et LOMA) ainsi que des industriels locaux (Amplitude Systèmes, Azur Light Systèmes et Eolite). Dans ce cadre là, d'énormes investissements financiers et humains ont été déployés afin de maîtriser ces nouvelles technologies fibrées. On pourra citer l'acquisition des éléments suivants :

- 2 soudeuses Vytran GPX3400,
- 1 soudeuse 3SAE LDS,
- 1 station fusion par laser  $CO_2$ .

**Fusion et polissage des extrémités de la fibre** En raison des forts diamètres extérieurs de ces deux fibres, un clivage classique ne peut être réalisé. D'une part en raison des très fortes tensions qu'il serait nécessaire d'appliquer à la fibre et d'autre part, la qualité du clivage qui n'est pas reproductible et maîtrisée.

Pour la 40/200, il est possible de réaliser un clivage sur les systèmes Vytran ou 3SAE, en réalisant au préalable une fusion sur quelques centaines de microns. A titre d'exemple, le système 3SAE réalise cette fusion grâce à 3 électrodes disposées à équidistances (Figure 2.8). Cette fusion permet de réduire les contraintes mécaniques dues aux microstructures et facilite le clivage. La longueur de fusion est un critère très important sur cette fibre.

Comme on peut le voir sur cette fibre (Figure 2.9), celle-ci est à maintient de polarisation grâce aux

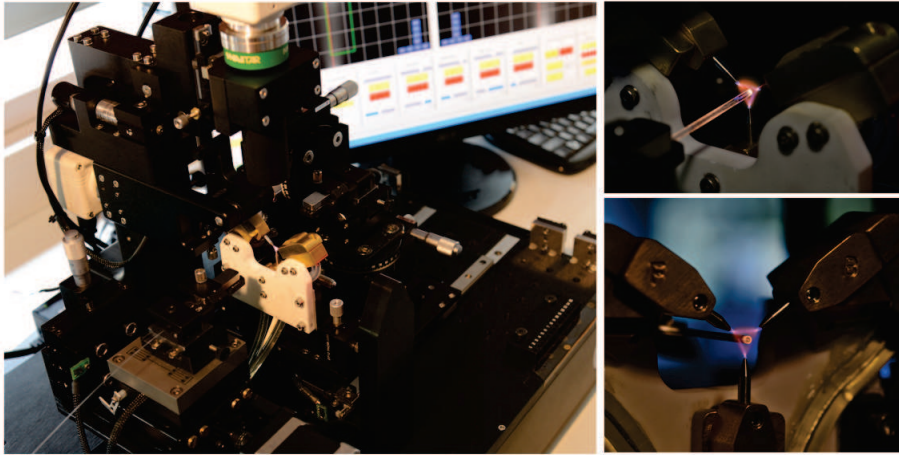


FIGURE 2.8 – Procédé de la fusion de l'extrémité d'une fibre microstructurée. Utilisation de la 3SAE d'ALPhANOV.

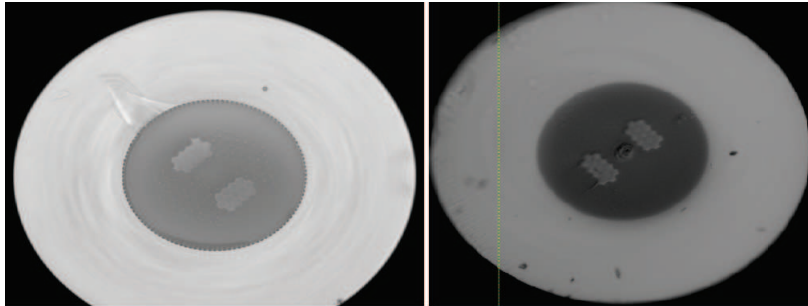


FIGURE 2.9 – Clivage d'une fibre 40/200 en utilisant la 3SAE. A gauche : Après clivage. A droite : Une fibre dont le coeur a explosé avant fusion et clivage. (Source ALPhANOV)

deux barreaux de contraintes de Bore. Il est donc important que le mode ne se propage pas au delà des barreaux afin de conserver un bon état de polarisation et une bonne qualité modale. Typiquement, la longueur maximale de fusion est de  $100 \mu m$ .

En ce qui concerne les fibres barreaux, il est impossible de cliver. La seule possibilité est de polir les extrémités. Il est alors important de fusionner les trous afin d'empêcher que de l'eau s'y infiltre par capillarité et viennent modifier les propriétés de guidage (Figure 2.10).

**Mise en place d'embouts "endcaps"** Dès lors que l'on extrait de fortes énergies ou de fortes puissances moyennes, la qualité de surface de l'extrémité de la fibre devient plus critique. Pour repousser le plus loin possible les seuils de dommage à l'interface air-silice, une solution consiste à venir souder sur le bout de la fibre un embout de silice de plus gros diamètre, appelé "end-cap" (Figure 2.11). En effet, dans le "end-cap", le mode de la fibre n'est plus guidé, et le faisceau diverge. En choisissant une longueur adéquate, il est alors possible de diminuer la fluence à l'interface air-silice. A titre d'exemple,

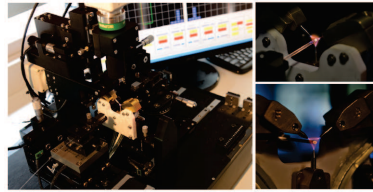


FIGURE 2.10 – Fusion d'une fibre barreau. A gauche : fibre contenant des impuretés. A droite : fibre saine et fusion parfaite. (Source ALPhANOV)

un "end-cap" d'une longueur de 6 mm permettra une division de la fluence à l'interface par un facteur 4.

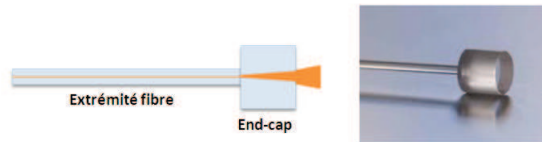


FIGURE 2.11 – Principe du end-cap déposé sur le bout de la fibre.

La mise en place du "end-cap" est un process relativement complexe qui a été développé par ALPhANOV (Figure 2.12). Il repose sur l'utilisation d'un laser  $CO_2$  qui va permettre la réalisation d'un bain de silice fondue sur le "end-cap" avant que ne soit déposé le bout de la fibre (Figure 2.12).

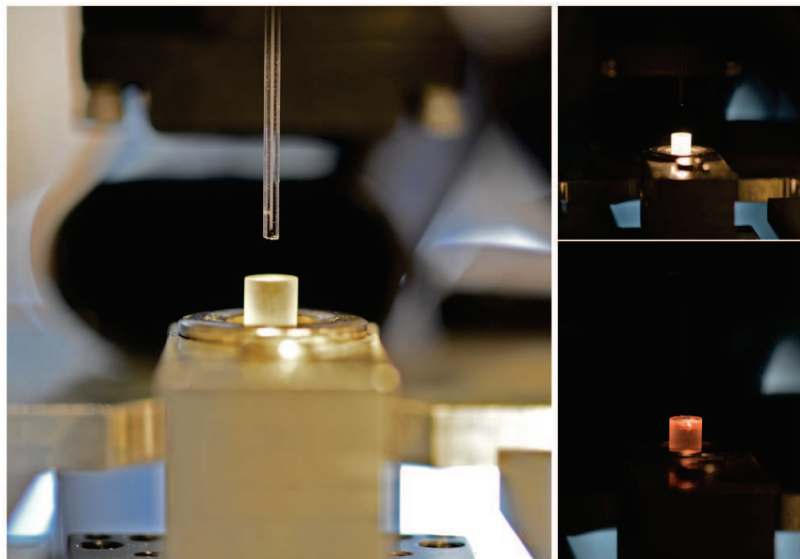


FIGURE 2.12 – Banc  $CO_2$  réalisé par ALPhANOV pour permettre la soudure d'un "end-cap".

### 2.1.3.2 Procédure d'injection

Comme nous venons de le voir, deux fibres microstructurées auront été principalement utilisées durant cette thèse :

- DC-200/40-PM-Yb
- DC-200/80-Yb-ROD

Ces deux fibres sont commercialisées par la société NKT Photonics située au Danemark. En raison des trous d'air qui confinent les différentes ondes : air-clad pour la pompe et gaine microstructurée pour le guidage du coeur, les soudures entre éléments fibrés ne sont pas possible. En effet, dès lors que l'on désire fusionner un bout de fibre, cela amènera inévitablement à la déformation voir à la fermeture des trous d'air lors de l'élévation en température. Les propriétés de guidage seront donc modifiées. L'injection de la pompe ou du signal s'effectue donc en espace libre.

**Injection de la pompe** L'injection de la pompe dans une fibre microstructurée qui possède un air clad est relativement aisée. En effet, grâce à la forte ouverture numérique de l'air clad, il est possible d'injecter de très forte puissance de pompe. Dans le cas des deux fibres, le diamètre de la gaine de pompe est de  $200\ \mu\text{m}$  avec une ouverture numérique de 0,6. Pour des puissances de pompe voisines de 200 W, les principaux constructeurs proposent des fibres de pompes ayant un diamètre extérieur soit de  $200\ \mu\text{m}$  soit de  $400\ \mu\text{m}$ , toutes deux avec une ouverture numérique de 0,22. Il ne reste plus qu'à trouver les lentilles adéquates : une pour collimater le faisceau issu de la fibre de pompe, une autre pour focaliser dans la gaine de la fibre active.

Pour les fibres de pompe de  $400\ \mu\text{m}$ , nous avons décidé d'utiliser au début de ma thèse un couple 18 mm / 8 mm. La lentille de 8 mm est fournie par l'industriel Thorlabs. Ce couple marche relativement bien en régime continu, mais dès lors que la fluence est élevée, la lentille de 8 mm explose. La raison principale est que ces lentilles possèdent un traitement antireflet et qu'il est difficile de le faire tenir sur une courbure aussi forte. Dès lors, nous avons décidé de travailler avec des lentilles asphériques de très bonne qualité commercialisées par la société Asphérimon. Le couple est donc devenu 23/10 mm. Pour les fibres de pompe de  $200\ \mu\text{m}$ , le couple correspond à deux lentilles de 10 mm.

**Injection du signal** Si l'injection de la pompe est chose facile, la tâche est plus ardue pour le signal. Comme nous avons pu le voir, le fait de travailler avec des fibres large coeur implique une forte chute de l'ouverture numérique. Elle est de 0,03 pour la fibre 40/200 et de 0,01 pour le rod. Afin de faciliter l'injection, nous avons pris le choix de travailler en pompage contra-propagatif. Une fois la pompe correctement injectée, on monte son niveau de puissance jusqu'à voir de l'ASE sortir de la fibre. Nous avons pu remarqué durant cette thèse, une certaine disparité sur la taille des modes réels surtout en ce qui concerne les rods. La première étape consiste à choisir la bonne lentille afin que le signal à injecter possède la même étendue géométrique que le mode de la fibre. On utilise la plus part du temps des lentilles ayant une

focale entre 80 et 100 mm. Une fois la lentille positionnée, il ne reste plus qu'à superposer en deux points, le signal et l'ASE. Une petite précision est toutefois nécessaire : un miroir dichroïque 976/1030 nm (HT à 976 nm et HR à 1030 nm) aura été préalablement inséré entre les deux lentilles qui servent à injecter la pompe. Ce miroir permettra d'extraire le signal amplifié.

En trois ans, de nombreuses avancées ont eu lieu en ce qui concerne la connectivité et l'utilisation des fibres microstructurées. Il est par exemple désormais possible de réaliser un adaptateur de mode et d'injecter un signal d'une sortie fibrée de 6  $\mu\text{m}$  de diamètre directement dans une fibre 40/200. Ce dispositif représenté sur la figure 2.13 vient d'être commercialisé par la compagnie NKT photonics. La plateforme ALPhANOV développe actuellement le même type de composant avec sensiblement les mêmes performances. Il n'existe toutefois pas de solution simple pour le rod !!

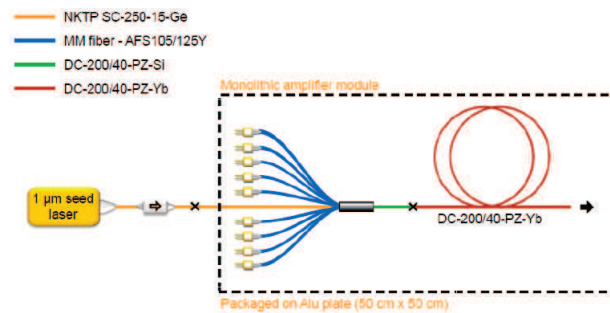


FIGURE 2.13 – Adaptateur de mode et combineur de pompe pour la soudure d'une fibre amplificatrice de type 40/200. Source [www.nktp Photonics.com](http://www.nktp Photonics.com).

## 2.1.4 Performances obtenues

**Caractéristiques amplificateur de puissance à haute cadence** Afin de se prémunir de tout effet non-linéaire, la caractérisation de l'amplificateur de puissance a été réalisée à la cadence la plus haute c'est à dire 37,4 MHz. La figure 2.14 représente les résultats obtenus.

Comme observé sur les simulations, on voit que la puissance de saturation se situe autour de 1 W. Pour une puissance maximale de pompe de 210 W, une puissance de 100 W de signal amplifié a ainsi pu être obtenu. Ceci est en bon accord avec les résultats théoriques. Les puissances de pompe reportées sur le graphique sont celles directement mesurées en sortie de la fibre de la diode. Si l'on applique un facteur correctif de 80% prenant en compte les pertes sur les optiques et surtout les pertes par couplage, on obtient bien les valeurs théoriques. Dans cette configuration, la mesure de l'efficacité du compresseur a elle aussi été réalisée. Les résultats ont déjà été présentés précédemment sur la figure 2.3.

**Caractéristiques amplificateur à 100 kHz et 1 MHz** Les caractéristiques de l'amplificateur aux cadences de 100 kHz et 1 MHz sont identiques à celles obtenues à très haute cadence. La différence principale est observée à 100 kHz. Alors qu'à 1 MHz, l'énergie par impulsion à 100 W est de 100  $\mu\text{J}$  ; à



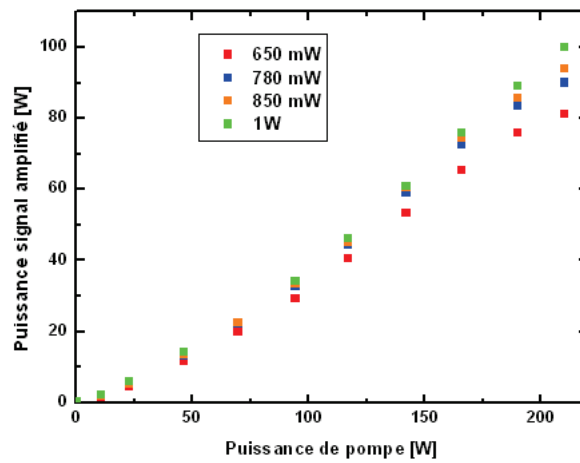


FIGURE 2.14 – Caractéristiques de l’amplificateur de puissance en fonction de la puissance de pompe pour différentes puissances de signal injecté.

100 kHz, l’énergie atteint 1 mJ pour la même puissance moyenne de sortie. En tenant compte d’un léger rétrécissement spectral par le gain à 100 kHz (3,8 nm en sortie d’amplificateur 40/200 au lieu de 5 nm), la durée étirée estimée en sortie d’amplificateur est de l’ordre de 400 ps. Plusieurs fois, la face de sortie de l’amplificateur de puissance a littéralement explosé à un niveau d’énergie voisin de  $350 \mu J$  soit une puissance crête voisine de 1 MW. Nous avons dès lors pris la décision de ne plus monter au delà de 25 W.

Une fois, les limites définies en terme de puissance moyenne et d’énergie, la recompression des impulsions a été mise en place. Il s’est avéré plusieurs fois sans aucune raison particulière que le spectre présente des cannelures plus ou moins profondes se répercutant sur la trace d’autocorrélation de la durée recomprimée par une forme complètement chaotique de type "Mont Saint-Michel" (!!) comme illustré sur la figure 2.15.

Pendant très longtemps ce problème aléatoire fut récurrent. Après discussions avec NKT, une explication a été proposée. Les fibres 40/200 à maintien de polarisation pouvaient présenter un "twist" se traduisant par un couplage entre les 2 modes de polarisation de la fibre et donc une interférence.

NKT a ultérieurement commercialisé une nouvelle fibre non plus à maintien de polarisation, mais polarisante. Cette fibre présente de plus la particularité d’avoir un contrôle sur le bobinage de la fibre ("Coil Control"). Ceci permet de "fixer" les barreaux de contraintes toujours dans le plan horizontal.

N’ayant pas de certitude sur l’approvisionnement de cette nouvelle fibre pendant cette thèse, une configuration en double passages de la fibre barreau avec suppression de la fibre 40/200 a été testée. La figure 2.16 montre la modélisation d’une telle architecture pour une cadence de 100 kHz et 1 MHz.

Pour le cas à 1 MHz, la puissance injectée est de 10 mW alors qu’elle n’est que de 1 mW dans le cas 100 kHz. On voit que quelque soit la cadence, le cahier des charges en ce qui concerne la puissance et

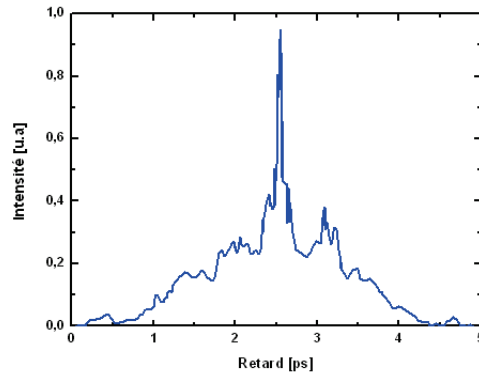


FIGURE 2.15 – Trace autocorrélation chaotique obtenue à  $200 \mu J$ .

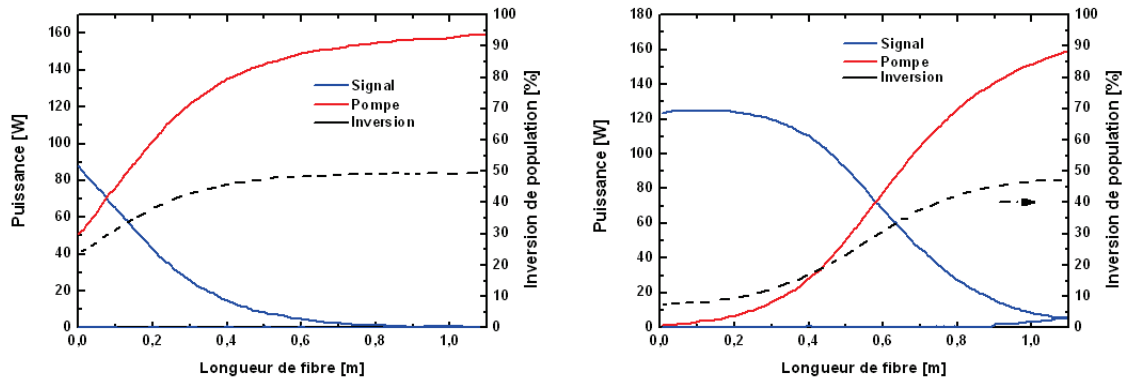


FIGURE 2.16 – Simulations de l'amplificateur rod en configuration double passage : 100 kHz (à gauche) et 1 MHz (à droite).

l'énergie est respecté. Le premier passage est un passage à fort gain petit signal ( $> 30$  dB) qui permet d'obtenir la puissance de saturation du deuxième passage. Ce dernier passage est non plus en régime gain petit signal mais en régime d'extraction.

Alors que la théorie semble prometteuse, la pratique est tout autre. Dans le cas de la cadence à 1 MHz, une puissance de 70 W a pu être obtenue, par contre le rod se mettait automatiquement à "laser" pour une puissance de sortie de 10 W @ 100 kHz. En effet quelque soit l'endroit où s'effectue la réinjection du signal (côté pompe ou 1er passage du signal), l'architecture de la fibre amplificatrice est une demi-cavité laser. La moindre réflexion de la face suffit à créer un retour. Des tests ont été effectués avec des "end-cap" traités antireflet mais même là, en raison des fortes densités de puissance, le traitement antireflet s'endommageait. Une solution à ce problème consiste à utiliser des "end-cap" en angle, mais le protocole de mise en place n'était pas établi.

Un retour à la configuration simple passage avec préamplificateur 40/200 était donc inévitable.

**Caractéristiques de la chaîne laser à 100 kHz et 1 MHz** Après toutes ces phases de tests, l'architecture est donc fixée. Les deux amplificateurs fonctionneront tous les deux en simple passage. Les spectres obtenus en sortie de chaîne laser à 1 MHz et 100 kHz respectivement à 100 W et 25 W de puissance moyenne avant compression sont représentés sur la figure 2.17.

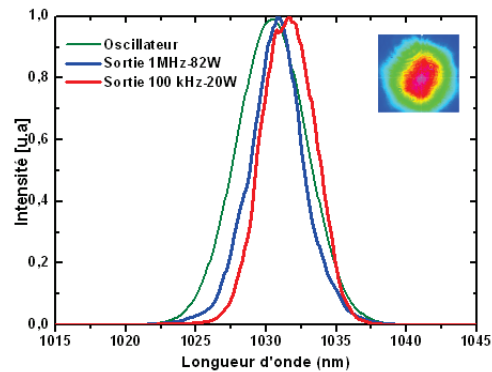


FIGURE 2.17 – Spectres obtenus en sortie d’oscillateur, à la puissance maximale à 1MHz et à énergie maximale à 100 kHz. En insert la qualité spatiale obtenue à 25 W de puissance à 100 kHz.

Dans le cas 1 MHz, le spectre est légèrement réduit de 25 % alors qu’il est plus large à 100 kHz. Dans les deux cas, les forts gains créent un décalage vers les plus hautes longueurs d’onde. Le gain étant plus important à 100 kHz, le décalage est plus important.

La plus grande largeur spectrale à 100 kHz provient du fait qu’à 25 W de puissance moyenne soit 250  $\mu J$ , un petit peu d’automodulation de phase et donc d’élargissement spectral est généré.

La figure 2.18 montre les plus courtes durées obtenues après compression en sortie de chaîne laser. Une durée de 512 fs est ainsi obtenue pour une puissance de 20 W @ 100 kHz après compresseur et une durée de 436 fs à une puissance de 60 W dans le cas d’une cadence de 1 MHz. On voit que plus l’énergie augmente, plus l’énergie est transférée dans les pieds de l’impulsion. L’optimisation du rapport  $\frac{\phi_2}{\phi_3}$  introduit par l’étireur et compresseur arrive à sa limite. La phase non-linéaire excédentaire ne peut plus être compensée.

### 2.1.5 Limitations observées

**Limitation de la puissance moyenne due à la thermique** Une des principales limitations des fibres barreaux est la puissance moyenne maximale qu’il est possible de réaliser. Intrinsèquement, les fibres LMA et plus spécifiquement la fibre barreau sont multimodes. Les ordres supérieurs possèdent cependant des pertes importantes lors de leur propagation. En raison de la très faible ouverture numérique, il convient

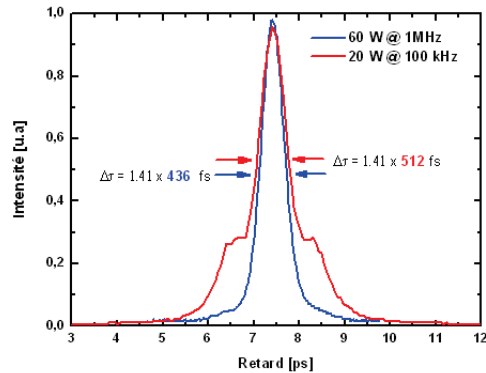


FIGURE 2.18 – Trace d'autocorrélation des durées les plus courtes obtenues à 100 kHz (20 W) et 1 MHz (60 W).

de maîtriser tous les effets de lentilles thermiques liés à la thermique sur les lentilles et les supports afin d'assurer une injection parfaite du signal pour exciter uniquement le mode fondamental. Nous avons de plus observés une dégradation de la qualité spatiale du faisceau pour des puissances de pompe de 150 W à 200 W. Cette dégradation se traduisait par un battement de modes d'ordres supérieurs le  $TEM_{01}$  et  $TEM_{10}$  (Figure 2.19). Le seuil d'apparition de ce phénomène est directement relié à la qualité d'injection du signal.

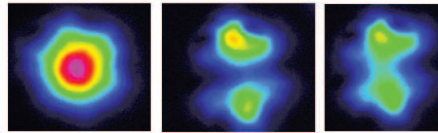


FIGURE 2.19 – Battement spatial entre les modes d'ordres supérieurs observés pour une puissance de pompe voisine de 180 W, soit 75 W de signal amplifié à 1 MHz.

En même temps que nous observions ce phénomène à très forte puissance moyenne autour de 80 W, une tentative d'explication fut proposée par l'équipe de Jens Limpert [3]. Il est proposé que les ordres supérieurs puissent interférer avec le mode fondamental créant ainsi un réseau dans l'inversion de population, ce qui par la suite, par effet thermique, modifie localement l'indice de réfraction du coeur [4]. Depuis deux ans, de nombreux travaux ont été menés afin de repousser ce seuil [5], [6]. Une solution séduisante réside dans l'utilisation de fibres possédant un large pitch [5] qui permettent de supprimer les modes d'ordres supérieurs (Figure 2.20).

Cette technique a permis la réalisation d'une source de 300 W de puissance moyenne avec une fibre ayant un diamètre de coeur de  $62 \mu m$  [7]. Récemment, une fibre avec un diamètre de  $130 \mu m$  a permis d'obtenir un laser déclenché délivrant une énergie de 26 mJ et une puissance moyenne de 130 W [8].

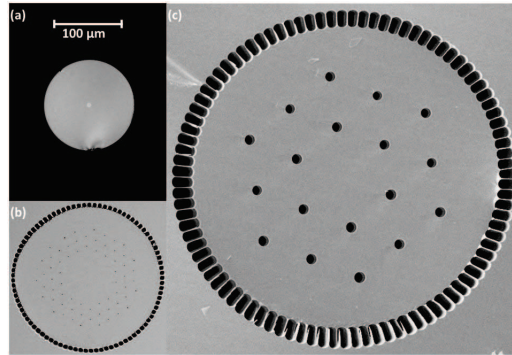


FIGURE 2.20 – Images de différentes fibres obtenues au microscope. (a) Fibre à saut d'indice de  $6\mu m$  de coeur ; (b) Fibre Rod PCF avec un diamètre de  $85\mu m$ . (c) Fibre large pitch avec un diamètre de coeur de  $135\mu m$  et de air-clad de  $425\mu m$  [5].

Comme évoqué précédemment, la qualité du signal injecté est primordiale pour repousser le seuil d'apparition du battement modal. Une solution consiste donc à venir créer une boucle de contre-réaction sur l'injection du signal en utilisant un acousto-optique défecteur (AOD) [9].

**Limitation énergétique** La principale limitation des systèmes fibrés est bien entendu l'énergie qu'il est possible d'extraire. Cette limitation est due aux effets non-linéaires mais également à la fluence de dommage de la silice. Dans notre cas la limitation se situe autour de  $300\text{-}350\mu J$ . Pour extraire plus d'énergie des chaînes FCPA, une stratégie consiste à réaliser la combinaison cohérente active ou passive de plusieurs amplificateurs. Cette technique d'amplification a été plus largement présentée au cours du premier chapitre. Dans le cas de la combinaison cohérente active, Klenke et al. [10] démontrent la réalisation d'une source FCPA de  $3\text{ mJ}$  @  $10\text{ kHz}$  avec des durées d'impulsions de  $840\text{ fs}$  en combinant 2 amplificateurs de type barreaux. Pour ce qui est de la combinaison passive, celle-ci est réalisée en utilisant un interféromètre de Sagnac. Elle a permis la génération d'impulsion de  $650\mu J$  à  $92\text{ kHz}$  avec une durée d'impulsion de  $300\mu J$  [11].

### 2.1.6 Conclusion

Au cours de cette partie, nous avons démontré la réalisation d'une source FCPA compacte délivrant une énergie de  $100\mu J$ , avec une durée d'impulsion sub  $500\text{ fs}$  et pouvant délivrer une puissance moyenne maximale de  $50\text{ W}$  à haute cadence. La chaîne laser est relativement compacte puisqu'elle tient sur une dimension de  $1\text{ m}40 \times 0.8\text{ m}$ . La principale limitation énergétique vient de notre facteur d'étirement limité à  $500\text{ ps}$  pour des raisons de compacité. De plus un problème majeur lié à la forte puissance moyenne a été observé (puissances de sortie  $> 80\text{ W}$ ) et a fait l'objet de nombreuses études par nos collègues de l'Université de Jena.

## 2.2 Application au déminage par perçage athermique

### 2.2.1 Problématique

Dans le cadre des conflits militaires modernes, le recours intensif aux engins explosifs qu'ils soient improvisés ou qu'il s'agisse d'engins militaires "standards", mines et autres obus recyclés à des fins "terroristes" soulève de sérieux problèmes aux services de déminage. Il est en effet très difficile de détecter, de reconnaître un objet explosif en tant que tel et enfin de le neutraliser. Cet engin explosif est constitué la plus part du temps d'une enveloppe de protection. Cette enveloppe peut être en matière organique, plastique, bois voir papier ou encore en métal. Dans le cas d'une enveloppe métallique, il peut s'agir de toutes sortes de métal, mais le plus fréquemment, notamment dans le cas des obus recyclés, il s'agit d'alliage de fer standard, bas coût, dont l'épaisseur peut atteindre 10 à 15 mm.

La structure classique d'un engin explosif est représentée sur la figure 2.21. Un explosif primaire (quelques mg) situé au centre de l'engin entre en détonation à la moindre sollicitation sur une très petite surface ( $< mm^2$ ). Une onde de choc se propage alors sur un explosif secondaire relais (sensible) de quelques grammes. Celui-ci doit être sollicité sur une surface de l'ordre du  $mm^2$  pour entrer en détonation. Il amplifie l'explosion et la surface de l'onde de choc atteint l'explosif secondaire de masse (peu sensible) sur une surface de l'ordre du  $cm^2$ , taille minimale de sollicitation nécessaire pour que ce dernier entre en détonation. De ce fait, si on "perturbe" un explosif "secondaire de masse" sur une surface inférieure à cette surface minimum d'excitation, il n'entre pas en détonation.

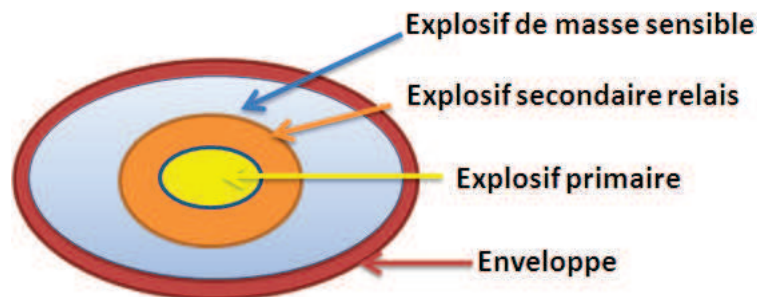


FIGURE 2.21 – Structure d'un engin explosif.

Actuellement, la solution consiste en la destruction systématique in situ en cas de doutes significatifs sans tentative de désamorçage de tout engin suspect. Des études menées à l'ISL ont montré la possibilité de neutraliser tout objet suspect à enveloppe organique (bois, plastique ou papier) à l'aide d'un système laser fibré de type diode laser aisément transportable car limité à quelques watts de puissance moyenne et ce par simple combustion sans explosion significative. Le dispositif breveté est cependant limité à des enveloppes organiques de très faible épaisseur ( $< 1$  mm).

Dans le cas des enveloppes métalliques de faible épaisseur ( $\sim$  mm), un laser continu de quelques kW de

puissance permet le perçage de l'enveloppe puis la combustion de l'explosif de masse sans déclencher de détonation significative (explosion complète et très énergétique). On parle alors de déflagration (explosion partielle faiblement énergétique) comme le montre la figure 2.22.

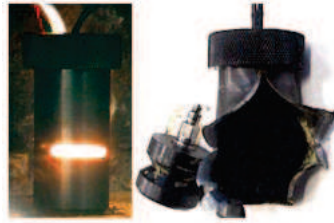


FIGURE 2.22 – Exemple de la neutralisation d'explosifs par combustion lente, réalisée à l'ISL.

Des mines anti-personnelles ou des engins à enveloppes épaisses (4 à 8 mm) explosent très rapidement lorsqu'ils sont exposés à une irradiation laser de plusieurs kW. Cependant, si l'enveloppe est préalablement percée, la mine peut être neutralisée par combustion lente de la charge sans déclencher de détonation significative. Des essais réalisés à l'ISL ont démontré que le perçage d'une enveloppe métallique de 10 mm d'épaisseur pouvait être effectué par un faisceau laser quasi-continu de quelques centaines de watts en seulement 2 secondes en présence d'un flux d'oxygène. Toutefois, la forte quantité de chaleur déposée localement lors du perçage est transmise vers l'intérieur, à l'explosif par conduction de la paroi métallique et présente un fort risque d'explosion. Une solution à cette problématique d'échauffement de la paroi métallique lors du perçage, réside dans l'utilisation de sources lasers femtoseconde dont l'énergie des impulsions est essentiellement utilisée pour ablater la matière car délivrée dans un temps plus court que le temps caractéristique de diffusion de la chaleur ( $< 10$  ps). Cela signifie qu'il n'y a pas de dépôt local de chaleur lors de l'ablation de la matière par le faisceau. Dans ce cas là, l'explosif primaire n'est pas sollicité et ne peut être l'amorce du processus emmenant à la détonation. Ce régime d'ablation athermique ne peut-être obtenu qu'en découpant l'enveloppe par ablation avec une source laser pulsée femtoseconde. Par la suite, il sera possible de neutraliser l'explosif éventuellement en initiant une combustion lente de la charge sans déclencher l'explosion. Les contraintes imposées par le procédé et le contexte sont multiples. D'une part, il est nécessaire de pratiquer une découpe dite " athermique " de l'enveloppe afin de ne pas déclencher de réaction explosive. D'autre part, la découpe d'enveloppe épaisse par ablation laser pulsée femtoseconde nécessite un très grand nombre d'impulsions car le volume ablaté par chaque impulsion femtoseconde est très faible. Ceci vient du fait que l'énergie par impulsion est relativement faible. Si le déminage doit se faire dans un laps de temps raisonnable, la cadence de répétition du laser doit être extrêmement élevée (50 kHz à 2 MHz). L'ablation laser est un processus à seuil et nécessite donc une énergie par pulse minimale qui suivant la focalisation peut atteindre quelques dizaines à quelques centaines de  $\mu J$ . Enfin, le système laser doit rester compact et robuste afin d'être intégré et transportable sur site. Ce dernier critère est compatible avec la technologie fibrée et plus particulièrement avec la chaîne laser

femtoseconde fibrée développée.

Ce projet entre donc dans le cadre d'une étude de procédés de déminage non destructifs, sécurisés et éventuellement à distance via des fibres optiques. L'étude va donc être divisée en deux parties. Dans un premier temps, nous allons étudier le transport d'impulsions femtosecondes et énergétiques grâce à l'utilisation d'une nouvelle génération de fibres à coeur creux, les fibres kagomés. Dans un second temps, l'étude portera sur le procédé de déminage non-destructif qui repose sur un perçage athermique de l'enveloppe métallique.

## 2.2.2 Transport d'impulsions femtosecondes énergétiques par fibre kagomé

Le transport d'impulsions énergétiques dans un régime d'impulsions ultrabrèves inférieures à quelques dizaines de picosecondes est d'un intérêt industriel considérable ainsi que pour notre application. En effet, un déminage d'engins explosifs par perçage athermique grâce à des impulsions lasers femtosecondes, avec une solution de transport des impulsions lasers avec une tête déportée du laser serait beaucoup plus appropriée qu'une tentative de déminage juste à côté de l'engin explosif! Une solution séduisante et novatrice pour le transport des impulsions est l'utilisation des fibres à coeur creux de type Kagomé.

### 2.2.2.1 Les fibres Kagomés

Les fibres à base de microstructures air-silice sont apparues en 1996 à l'université de Bath en Angleterre. Leurs caractéristiques de propagation tout à fait originales ont radicalement changé la perception qu'on pouvait en avoir. L'une des avancées les plus spectaculaires concerne certainement le guidage de la lumière dans l'air à des dimensions micrométriques sur des longueurs kilométriques, démontré par le principe de bande interdite photonique (BIP)[12]. Toutefois, la fenêtre de transmission de ces fibres est relativement faible ( 50 THz). De plus, la longueur d'onde centrale est directement liée à la périodicité  $\Lambda$  de la gaine microstructurée. Le diamètre du coeur d'air est donc limité à quelques microns ce qui limite l'énergie maximale qu'il est possible de transmettre. Récemment, une nouvelle classe de fibres à coeur creux a été développée portant le nom de fibre à matrice Kagomé [13], [14], [15], [16]. Cette nouvelle génération de fibre permet de guider de plus large bande spectrale (plusieurs centaines de THz) avec des pertes de propagations  $< \text{dB/m}$ . La nature du guidage se base ici sur un anneau anti-résonant de silice qui entoure le coeur d'air et sur un jeu de couplages avec les modes de la structuration Kagomé (Figure 2.23).

### 2.2.2.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental réalisé pour effectuer cette campagne de mesure est très simple et est représenté sur la figure 2.24. Afin de travailler sur une version plus industrielle, j'ai eu l'opportunité de pouvoir travailler en collaboration avec l'équipe laser de la plateforme Alphanov qui a mis à ma disposition



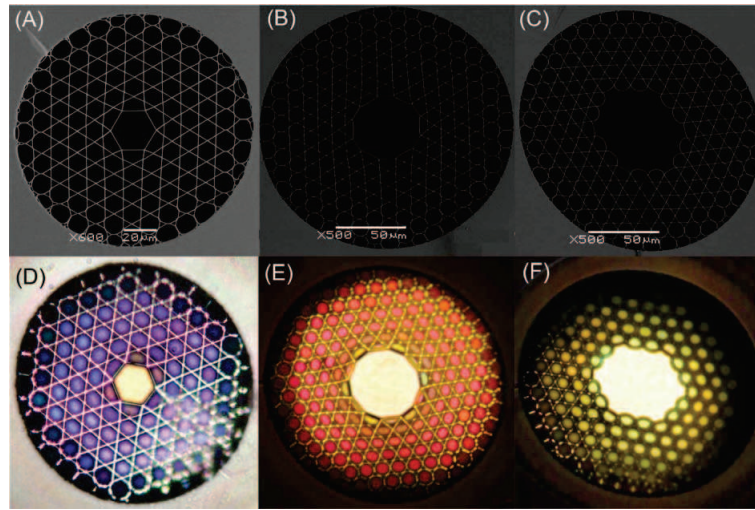


FIGURE 2.23 – Images MEB de différentes fibres Kagomés avec des diamètres de coeur de plus en plus grand.

la nouvelle version du laser Tangerine commercialisé par Amplitude Systèmes qui délivre aujourd’hui des performances voisines à la chaîne laser développée, à savoir : une énergie maximale de  $200 \mu J$  à 100 kHz et une durée d’impulsion voisine de 450 fs. Ce système commercial possède un encombrement de 42 cm x 122 cm (Figure 2.24).

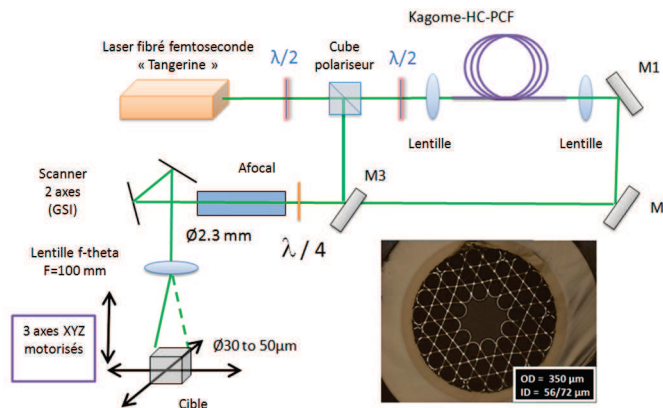


FIGURE 2.24 – Dispositif expérimental mis en place pour caractériser la fibre Kagomé utilisée.

Le faisceau est dirigé vers un atténuateur composé d’une lame d’onde et d’un cube polariseur puis directement injecté dans la fibre kagomé avec un diamètre de coeur de  $40 \mu m$  (Figure 2.23) et des pertes à 1030 nm qui sont inférieures à 0,4 dB/m (Figure 2.25) sur une très large bande spectrale ( $> 300 \text{ nm}$ ). La fibre est courbée sur un rayon voisin de 20 cm.

Pour tester le maintien de la polarisation, une lame d’onde et cube polariseur sont disposés à la sortie de la fibre, ainsi que l’ensemble des instruments de caractérisation (spectromètre, puissance-mètre,

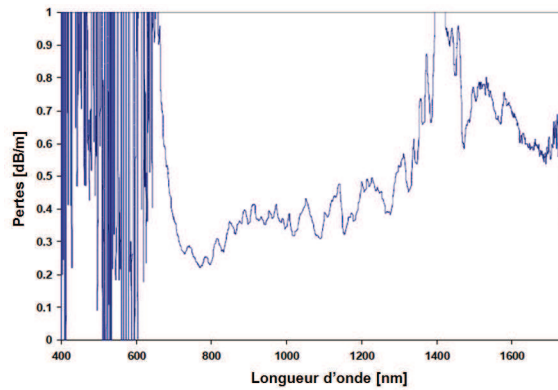


FIGURE 2.25 – Pertes linéiques de la fibre kagomé utilisée.

autocorrélateur et analyseur de faisceau).

### 2.2.2.3 Résultats obtenus

**Performances sur le transport** Les principales qualités d'une fibre de transport doivent être une très bonne qualité modale, une préservation du degré de polarisation s'il s'avère que le faisceau amont est polarisé ainsi que la conservation de la durée d'impulsion. C'est ce à quoi nous nous sommes employés.

La figure 2.26 montre la caractérisation du faisceau délivré par la fibre. Il présente une très bonne qualité spatiale. Le couplage obtenu était de 75 % pour la fibre de 1m et de 71 % pour la longueur de 2m.

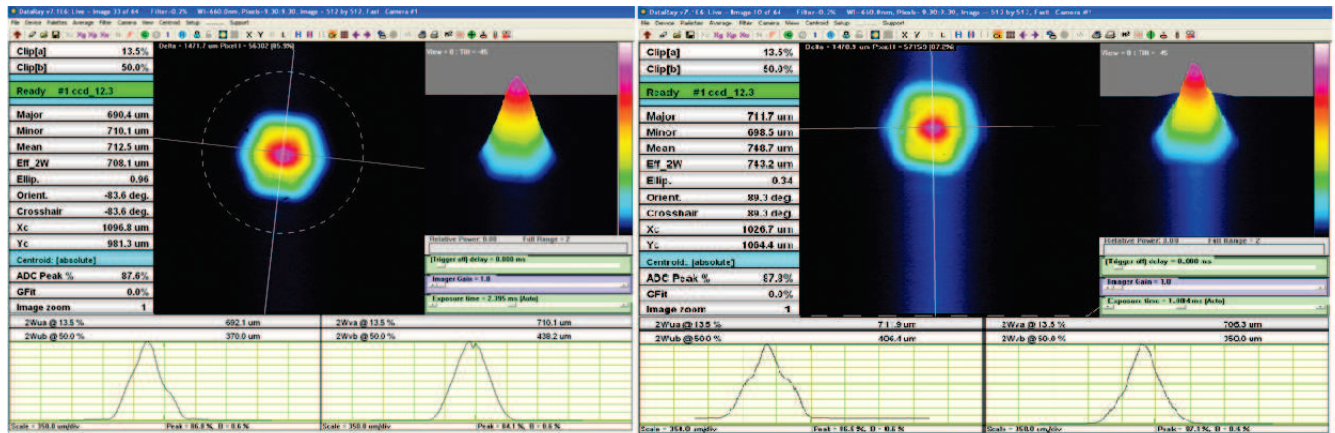


FIGURE 2.26 – Qualité spatiale du mode en sortie de fibre pour deux puissances différentes. 5 W à gauche et 10 W à droite.

A 10 W de puissance moyenne en sortie de fibre, le faisceau semble devenir Top-hat et s'élargir. Cette modification peut être due soit à un désalignement à l'entrée en raison de la thermique, soit à une modification de la qualité spatiale à cause de l'intensité au sein de la fibre. Des expériences sous forte

puissance moyenne en régime CW vont bientôt débiter au sein d'ALPhaNOV. Un autre critère important pour l'usinage est le degré de polarisation du faisceau. Certains usinages nécessitent l'utilisation d'une polarisation parfaitement rectiligne alors que d'autre, une polarisation circulaire. La figure 2.27 représente le degré de polarisation obtenu en fonction de la puissance obtenue en sortie de fibre. Cette mesure a été réalisée jusqu'à une puissance de 5 W. On constate que le degré de polarisation est maintenu à plus de 90 % indépendamment de la puissance ce qui est une bonne valeur.

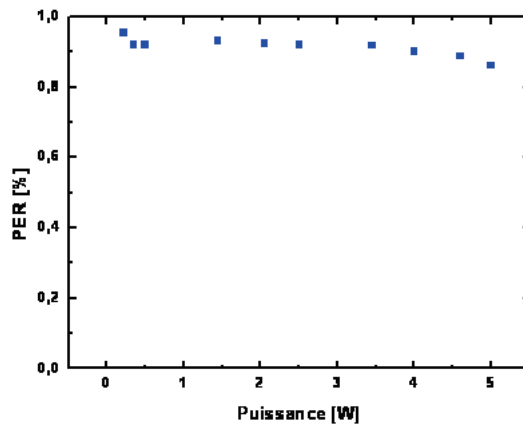


FIGURE 2.27 – Stabilité de la polarisation en fonction de la puissance moyenne.

Un autre critère est l'aspect temporel. Pour les aspects usinage, il est important que la durée d'impulsion ne dépasse pas la picoseconde, temps caractéristique du régime thermique. La figure 2.28 représente les traces d'autocorrélation obtenues en sortie de fibre pour différentes puissances. On constate effectivement un élargissement temporel, mais la durée d'impulsion ne varie pas énormément. Il serait de plus intéressant d'utiliser un compresseur en sortie de fibre afin de savoir si la durée peut être recomprimée.

**Performances d'ablation** Puisque tous les paramètres du faisceau semblent être conservés, une campagne d'ablation sur plusieurs matériaux (Figure 2.29) dans le but de comparer l'impact du transport du faisceau par la fibre a été réalisée. Pour cela, le faisceau est acheminé vers une tête d'usinage constituée de platines de translation et d'une lentille de focalisation de focale 100 mm. La taille du faisceau au foyer qu'il s'agisse du faisceau avec ou sans passage dans la fibre de transport, est sensiblement la même à savoir ( $65 \mu m \times 45 \mu m$ ). L'usinage consiste à réaliser des lignes par translation dans le plan perpendiculaire à l'axe du plan de focalisation. La vitesse des platines est fixée à  $50 \text{ mm}\cdot\text{s}^{-1}$ . Pour réaliser une étude statistique, 3 lignes sont réalisées pour chaque niveau de puissance.

La figure 2.30 synthétise les taux d'ablation obtenus pour les différents matériaux dans les deux configurations. Il ne semble à priori pas y avoir de différence majeure avec ou sans transport par fibre du faisceau ce qui est très encourageant et valide notre choix. Une différence apparaît toutefois à haute

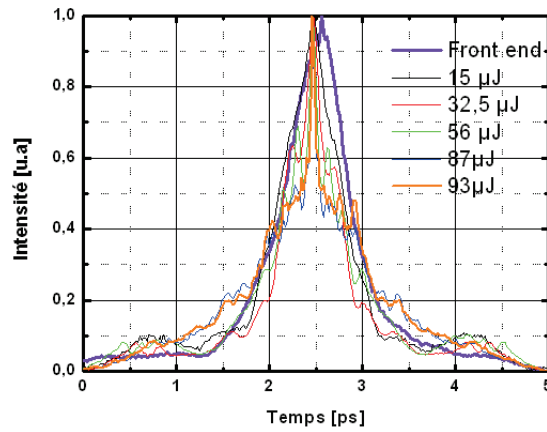


FIGURE 2.28 – Autocorrélations associées pour différentes puissances obtenues en sortie de fibres.

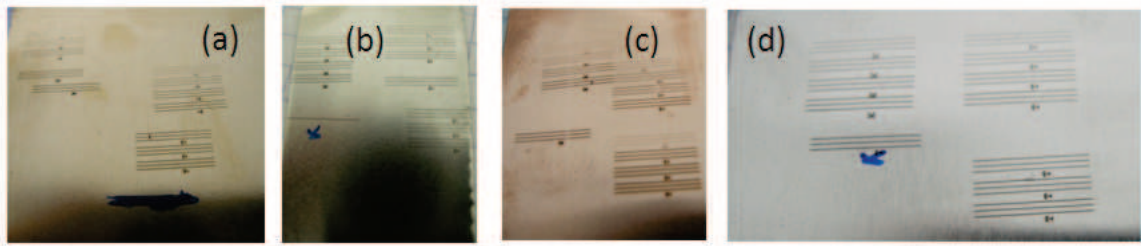


FIGURE 2.29 – Essais d'ablation sur différents matériaux : (a) Laiton, (b) Acier, (c) Cuivre et (d) Aluminium.

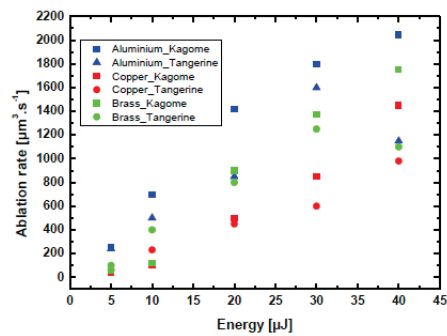


FIGURE 2.30 – Taux d'ablation en fonction de l'énergie incidente sur la cible pour les différents matériaux utilisés.

puissance pour une énergie sur cible de  $40 \mu J$ . On observe une meilleure efficacité d'ablation lors du transport. Ceci est en adéquation avec l'observation de la modification de la qualité spatiale. La divergence du faisceau est probablement changée ce qui modifie la fluence sur la cible.

#### 2.2.2.4 Bilan et discussions

Nous venons de voir qu'il est désormais possible de transporter des impulsions femtosecondes (durée  $< 500$  fs) de fortes énergies ( $> 100 \mu J$ ) sur des longueurs supérieures à 1 m. Nous aurions pu accroître de façon significative la longueur de transport en utilisant une fibre de  $80 \mu m$  de diamètre de coeur mais cette fibre présentait de trop grandes pertes à 1030 nm, avec seulement 10% de la puissance transmise après 3 mètres de propagation. Un nouveau design de cette fibre pour diminuer les pertes à 1030 nm serait à envisager. Pour repousser encore plus loin l'apparition des effets non-linéaires dans la fibre et ou l'utilisation de fibres encore plus longues, il est tout à fait envisageable d'utiliser des impulsions de quelques picosecondes. Ceci permettra ainsi de repousser le seuil d'apparition des effets non-linéaires. Ainsi, avec des durées d'impulsions de 5 ps, il serait possible d'utiliser une fibre de 10 m de longueur. De plus, il est possible de pouvoir jouer sur la dispersion des fibres kagomés en introduisant une dispersion négative. Il est alors aussi envisageable d'utiliser des impulsions encore étirées temporellement à plusieurs dizaines de ps et de les recomprimer en sortie de fibre (par un CVBG par exemple). Dans ce cas là, la longueur de fibre pourrait être de plusieurs dizaines de mètres. Enfin une dernière solution consisterait aussi à utiliser un gaz présentant un faible indice non-linéaire dans la fibre, comme de l'Hélium [16]. Toutefois même si nous avons aperçu une modification du spectre et de la durée en raison des non-linéarités, ces changements n'ont pas altérés de façon significative les taux d'ablations des différents matériaux étudiés. Il reste encore beaucoup d'études à mener afin d'améliorer les performances de ces nouvelles fibres, tant sur l'augmentation du diamètre du coeur que sur la conservation du degré de polarisation en fonction de la courbure de la fibre, mais l'utilisation de ces fibres dans le cadre de notre application est la solution idéale.

### 2.2.3 Perçage à haute cadence de plaques d'acier épaisses

#### 2.2.3.1 Ablation femtoseconde athermique de cibles solides

L'ablation d'un matériau par irradiation laser est un processus complexe qui dépend des paramètres du rayonnement laser (durée d'impulsion, longueur d'onde, irradiancance) et des propriétés physiques et chimiques du matériau (composition, microstructure, état de surface). Cette étude dépasse le cadre de cette thèse. Toutefois, il est important de comprendre "grossièrement" quelles sont les différentes étapes et quelle est la principale différence entre l'utilisation d'une impulsion laser femtoseconde ou sub-picoseconde et une impulsion plus longue ayant une durée dans la gamme nanoseconde [17], [18], [19], [20], [21].

La figure 2.31 représente la différence majeure sur la qualité d'ablation entre une impulsion longue typiquement de quelques nanosecondes et une impulsion sub-picoseconde. Quelque soit le régime, dès lors que l'impulsion est suffisamment intense ( $\sim 10^{12}$  à  $10^{13} W.cm^{-2}$ ), l'interaction entre l'impulsion et le matériau solide se traduit par une cassure des structures du réseau. L'énergie de l'impulsion laser est absorbée par le matériau et "chauffe" les électrons de la bande de conduction. La chaleur est ensuite

transférée aux atomes du matériau par interaction électron-phonon. L'énergie ainsi transférée atteint le seuil d'ablation et les atomes sont alors arrachés créant un plasma en expansion. La différence entre les deux régimes temporels réside sur l'interaction entre l'impulsion et ce plasma électronique créé.

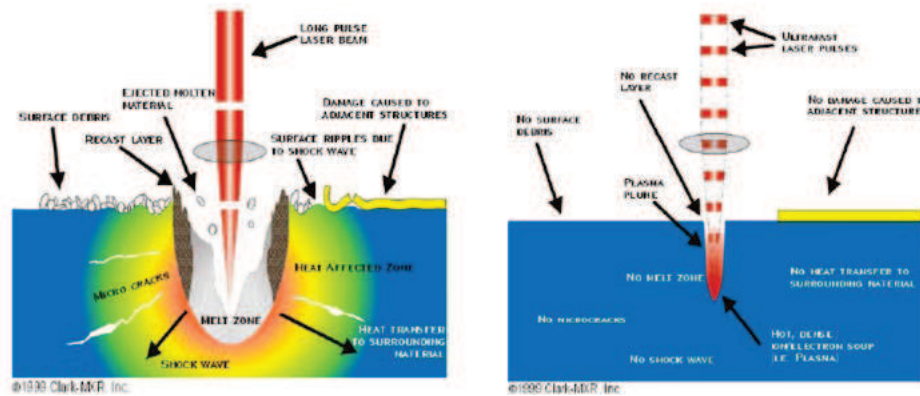


FIGURE 2.31 – Dynamique de l'ablation d'une cible solide métallique : avec une impulsion nanoseconde (à gauche) et une impulsion femtoseconde (à droite).

Dans le cas d'impulsions longues, les électrons libres créés au début de l'impulsion, commencent à absorber une partie de l'énergie du faisceau laser et sont accélérés. Dès que leur énergie devient suffisante, ils sont capables d'ioniser les atomes en suspension. Un processus d'avalanche est alors créé, ce qui entraîne une augmentation rapide du nombre d'électrons et d'ions. Un plasma se forme ainsi au dessus de la cible avant la fin de l'impulsion. En raison d'une très forte densité électronique, une partie de l'énergie de l'impulsion est alors absorbée par le plasma qui est alors auto-entretenu ("shiedling effect") [22]. Les électrons absorbent l'énergie du faisceau laser par le processus de Bremsstrahlung inverse jusqu'à la fin d'impulsion laser. La température de surface du matériau irradié monte très fortement en surface ce qui provoque la fusion de la matière. A la fin de l'impulsion, le plasma n'est plus entretenu. Une partie de la matière a été éjectée, alors que, sur la surface de la cible, la matière s'est solidifiée après fusion. On observe à l'issue du perçage, des zones affectées thermiquement dans le matériau, au bord de la zone ablatée, ainsi qu'une re-solidification du matériau (boursoufflures) qui était en phase liquide autour de la zone irradiée.

Dans le cas d'une impulsion femtoseconde, l'énergie totale déposée est directement transmise aux électrons du matériau. Le dépôt est si bref et si intense que seuls les électrons sont alors arrachés. Ces derniers n'ont pas le temps de transférer leur énergie aux ions avant d'être éjectés, que l'impulsion est déjà finie. Le temps de relaxation électron-ions est de l'ordre de 10 ps. Le plasma se forme trop tardivement pour écranter l'impulsion laser. Il n'y a pas donc augmentation de la température en surface et donc diffusion dans le matériau. Il y a eu ablation athermique.

La figure 2.32 représente l'ablation de cercles concentriques dans une plaque d'acier à une vitesse de  $2 \text{ m.s}^{-1}$ . La très haute cadence nous permet de pouvoir visualiser ce processus d'ablation. On voit

en effet le panache d'ablation en couleur bleutée qui s'expand dans une direction perpendiculaire à la cible. L'extrémité supérieure est légèrement turbulente et contient des vapeurs de matériau ablaté. On



FIGURE 2.32 – Panache observé lors d'un perçage par cercles concentrique sur de l'acier XC 18.

observe ainsi un effet de moyenne et d'accumulation d'une multitude d'impulsions. L'étude impulsion par impulsion de la dynamique d'ablation nécessite donc l'utilisation de dispositifs de visualisation ultra-rapides.

### 2.2.3.2 État de l'art sur le perçage de plaques fines d'acier à haute cadence

Pour bien comprendre les mécanismes d'ablation à très haute cadence, un état de l'art sur le perçage de plaques d'acier de faible épaisseur et ceci à très haute cadence est nécessaire. En raison du fait qu'au début de ma thèse, seuls deux laboratoires dans le monde possédaient de telles sources, la littérature sur le domaine était réduite.

Une seule étude a porté sur ce domaine de recherche. Il s'agit des résultats obtenus par Ancona et al. [23]. Le laser utilisé est celui présenté au cours du chapitre 1 [24]. Le laser délivre des impulsions avec une énergie maximale de 1 mJ, une durée d'impulsion  $< 800$  fs à une cadence pouvant varier entre 50 kHz et 1 MHz.

La figure 2.33 représente un bilan des résultats obtenus par Ancona et al sur le perçage de plaque d'acier. A noter que l'objectif premier de cette étude n'était pas de percer en profondeur. L'étude porte sur l'efficacité d'ablation (nombre d'impulsions nécessaire) en fonction de la cadence pour percer une plaque d'acier de  $500 \mu\text{m}$  d'épaisseur. Ceci est réalisé pour des énergies sur cibles différentes (30, 50 et  $70 \mu\text{J}$ ) ainsi que pour trois durées d'impulsions : 800 fs, 6 ps et 19 ps.

Le premier constat est que quelque soit la durée ou l'énergie sur cible, l'évolution de l'efficacité d'ablation (l'efficacité augmente quand le nombre d'impulsions nécessaire pour percer diminue) en fonction de la cadence est sensiblement la même pour les 9 cas présentés. On peut observer deux zones. Pour des cadences allant de 0 à 400 kHz, on observe une diminution de l'efficacité alors que pour des cadences allant de 400 kHz à 1 MHz l'efficacité augmente. Cette deuxième constatation va un peu à l'encontre de la première intuition qui était de penser que l'écrantage par les particules émises pour les hautes cadences, allait être une limitation.

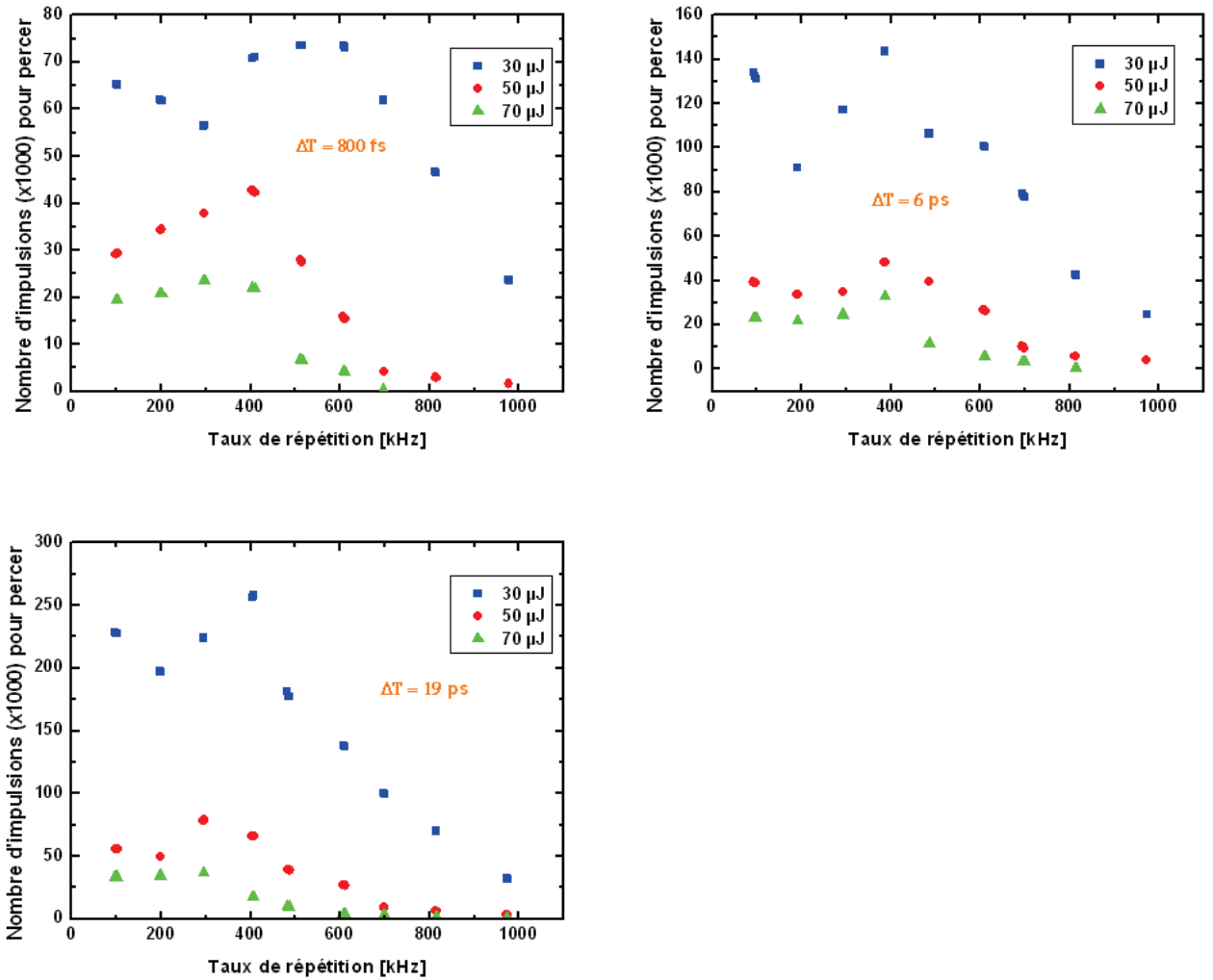


FIGURE 2.33 – Nombre d'impulsions moyen pour percer une plaque d'acier (Fe/Cr18Ni10) de  $500 \mu m$  d'épaisseur en fonction du taux de répétition, pour différentes énergies et durées d'impulsions [23].



Il s'avère en fait que la première zone correspond à la phase d'écrantage par les particules émises lors des premières impulsions. Pour la deuxième zone, l'explication proposée est celle de l'accumulation d'effets thermiques. Chacune des impulsions déposent son énergie dans la région irradiée. Une partie de l'énergie sert à la génération du plasma alors que l'autre partie est transférée aux particules ablatées. Toutefois, ces particules énergétiques reviennent vers la cible et diffusent thermiquement. Pour de très hautes cadences, le temps entre deux impulsions n'est pas suffisant pour que la charge thermique déposée ait eu le temps de diffuser en dehors de la zone ablatée avant que l'impulsion suivante n'arrive. Dès lors, la température à la surface augmente de plus en plus. Le matériau change de phase ce qui se traduit par un seuil d'ablation plus faible et donc une amélioration de l'efficacité.

Si on regarde de manière plus quantitative les efficacités d'ablation en fonction de la durée et de l'énergie, on observe de grosses variations. Comme on peut s'y attendre, plus l'énergie augmente, plus le nombre d'impulsions nécessaire au perçage diminue. Il en va de même pour la durée d'impulsion. Plus la durée d'impulsion est brève, plus l'efficacité est bonne. A 0,8 ps et 6 ps, il faut 2 à 3 fois moins d'impulsions qu'à 15 ps pour percer ce qui représente une efficacité 2 à 3 fois plus grande. Il est donc important de pouvoir disposer des durées d'impulsions les plus courtes possibles.

On peut donc en conclure que le perçage à haute cadence pour des plaques de faible épaisseur reste efficace même lorsque la cadence d'usinage est très élevée. Toutefois, l'aspect athermique n'est plus conservé et une dégradation de la qualité d'ablation est à prévoir comme on le constate sur la figure 2.34.

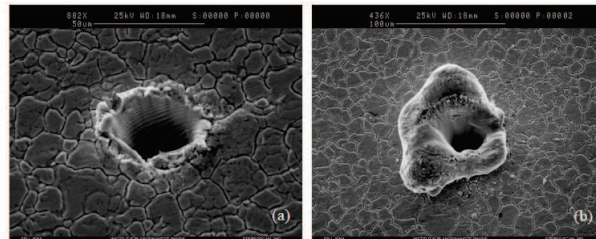


FIGURE 2.34 – Photo MEB d'un trou réalisé sur une plaque d'acier d'épaisseur  $500 \mu\text{m}$  avec une énergie de  $30 \mu\text{J}$  à une cadence de 100 kHz (a) et 400 kHz (b) [23].

### 2.2.3.3 Perçage de plaques d'acier de 2 mm d'épaisseur : bilan expériences préliminaires

Afin de déterminer les principaux phénomènes limitant du perçage de plaques épaisses et ainsi de les contourner, une première expérience de micro-usinage avec notre système fibré à très haute cadence a été réalisée au début de ma thèse. Grâce à notre système laser et plus particulièrement sa haute cadence, nous avons pu démontrer des vitesses d'usinage (marquage) atteignant plusieurs mètres par seconde sur des échantillons métalliques de type acier XC18 alors que l'usinage femtoseconde avec les technologies lasers actuelles se compte en cm/s. Les paramètres lasers typique utilisés dans ces expériences sont une cadence de 300 kHz, une puissance moyenne sur cible de 14 W (la principale limitation en puissance

moyenne vient de la limitation des optiques de la tête scanner galvanométrique) et une durée d'impulsion  $< 500$  fs.

La figure 2.43 représente l'évolution de la largeur et la profondeur du marquage réalisé pour des vitesses de translation allant jusqu'à  $2 \text{ m.s}^{-1}$ . Dans ce cas là, le diamètre du faisceau au foyer est de l'ordre de  $70 \mu\text{m}$ . Le marquage réalisé est la convolution de plusieurs lignes (3 ou 10) espacées d'une distance donnée ( $30$  ou  $50 \mu\text{m}$ ) à l'aide d'un scanner galvanométrique.

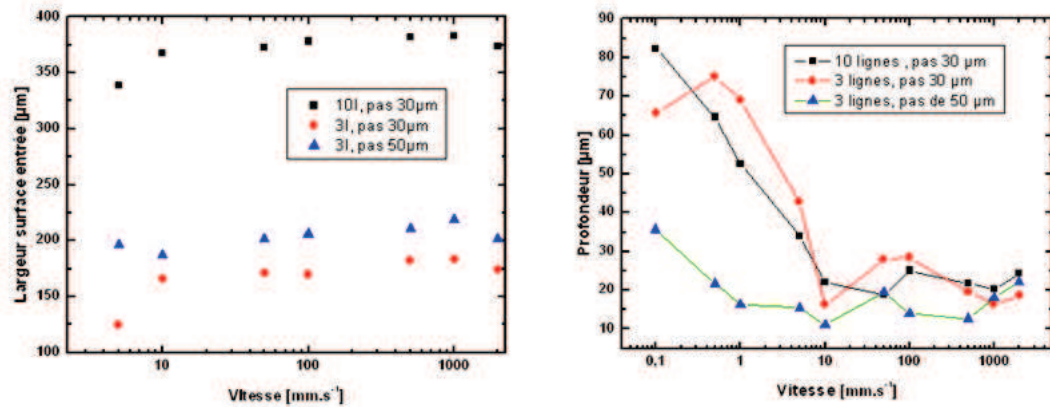


FIGURE 2.35 – Effet de la vitesse de translation de la tête galvanométrique sur la profondeur et largeur du matériau ablaté.

Le premier constat est que l'augmentation de la vitesse de translation ne modifie pas la largeur de la ligne réalisée. Par contre, la profondeur est grandement affectée. On voit en effet que la profondeur est plus importante à basse vitesse. Ceci provient du fait, qu'à basse vitesse, le taux de recouvrement spatial entre deux impulsions successives est plus important qu'à haute vitesse. L'ablation est donc plus efficace.

Si ces résultats semblent prometteurs, le perçage ou la trépanation à ultra haute cadence avec des lasers de très forte puissance moyenne femtosecondes comporte cependant une indétermination quant à l'élévation de température locale. En effet, bien que les impulsions femtosecondes soient extrêmement efficaces, une fraction très faible de leur énergie contribue néanmoins à une diffusion locale de chaleur. Comme le taux de répétition est extrêmement élevé, cette fraction s'accumule et peut potentiellement élever la température de manière significative et déclencher, dans le cas de l'usinage d'une enveloppe chargée, l'explosion de l'engin. Il existe aussi un autre effet délétère lié à la forte cadence de répétition. Lors de l'interaction avec l'impulsion laser, la matière ablatée s'échappe dans un panache (ou plume) de plasma dirigée selon la normale à la surface. La vitesse des particules éjectées, de l'ordre de  $10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ , est telle que le panache subsiste durant environ  $1 \mu\text{s}$  (durée maximale) [25]. Durant ce temps, toute nouvelle impulsion laser devra traverser le plasma du panache avant d'atteindre la surface et sera donc absorbée, diffusée et ne contribuera donc que partiellement à l'ablation. Par ailleurs, du fait de ce nouvel apport d'énergie à la plume, un plasma pourra se former dans cette dernière, tombant dans le risque d'ablation "thermique" observée avec des impulsions plus longues. La diffusion optique par cette

plume diminuera la fluence effective sur cible et donc l'efficacité d'ablation et augmentera la proportion "thermique" de l'impulsion. Cet effet pose donc une limite supérieure à la cadence de répétition du laser que l'on estime entre 1 et 10 MHz. Afin d'évaluer l'importance de ces effets, nous avons réalisé une campagne d'expériences avec les équipes de l'ISL et de la plateforme de transfert technologique Alphanov spécialisée dans le micro-usinage femtoseconde. La figure 2.36 représente le dispositif expérimental utilisé pour voir les éventuelles limitations thermiques et d'écrantage.

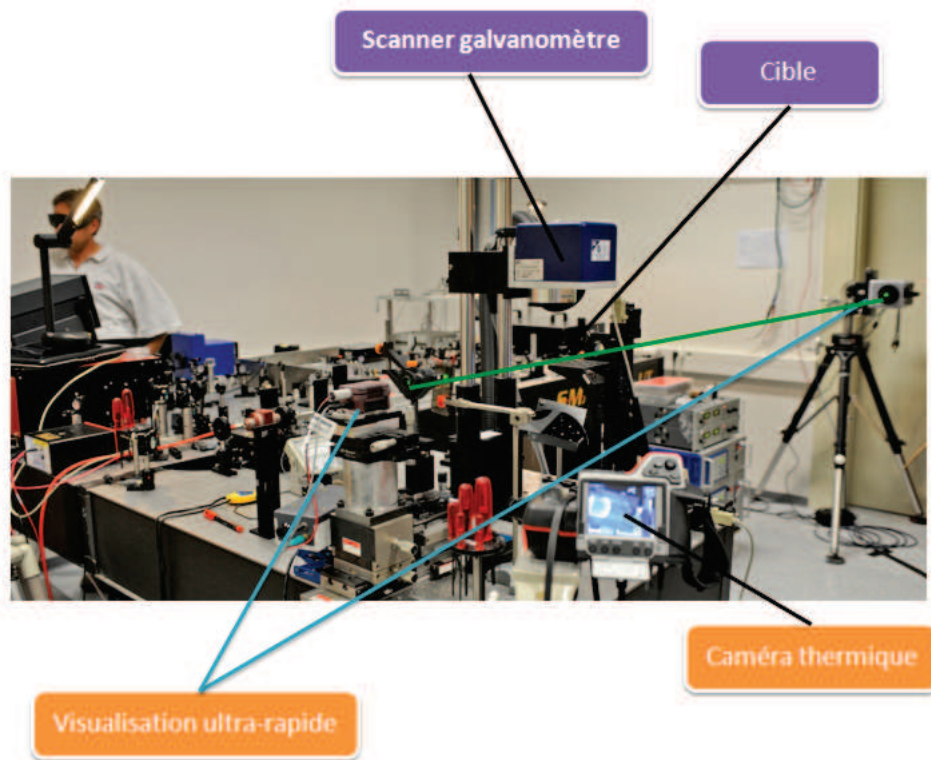


FIGURE 2.36 – Schéma du dispositif expérimental utilisé lors de la première campagne d'usinage.

Le laser fibré est acheminé vers un scanner avec une tête galvanométrique 2D. Une caméra thermique est utilisée pour mesurer la température sur et en dessous de la cible. Enfin, une caméra ultra-rapide (vitesse maximale : 100 000 images/sec) associée à laser vert sont mis en place afin de visualiser la zone d'interaction par ombroscopie.

Le perçage d'une plaque d'acier de 1 mm d'épaisseur a été démontré en 45 s avec une très bonne qualité d'ablation (Figure 2.37). Le diamètre face "avant" est de  $840 \mu m$  alors qu'en face "arrière" il n'est que de  $480 \mu m$ . Le trou a donc la forme tronc conique de volume  $0,35 mm^3$ . Le débit de matière est de  $0,46 mm^3/mn$  soit  $7,8 \mu m^3/pls$ . Dans ce cas là, la température maximale atteinte mesurée est de  $42^\circ C$  soit un gradient thermique par rapport au reste de la cible qui reste bien en deçà des limites de déclenchement de l'explosif (Figure 2.38).

Le perçage d'une plaque de 2 mm d'épaisseur a ensuite été testée. Il s'est avéré qu'après un temps

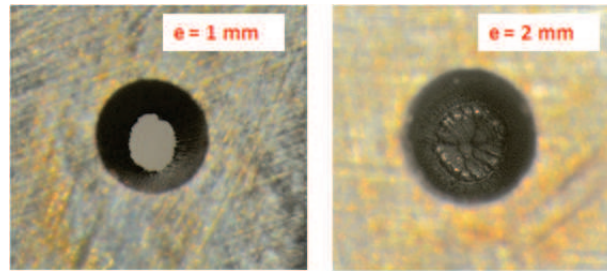


FIGURE 2.37 – Résultats obtenus lors de la première campagne sur le perçage de plaques d'acier XC18 épaisses : 1 mm d'épaisseur (à gauche) et 2 mm d'épaisseur (à droite).

d'interaction de 10 minutes, le faisceau laser n'avait pas débouché. Le trou, représenté à droite sur la figure 2.37 présente un redépôt de matière au fond de la zone ablatée ainsi que des traces d'oxydation en surface. La profondeur obtenue était de 1,280 mm, toujours pour un diamètre face "avant" de  $840 \mu\text{m}$ . Afin de garder la même densité de puissance sur la zone à ablater nous avons décidé de procéder à une re-focalisation de 1 mm en remontant la platine "support-échantillon" toutes les minutes pendant 10 minutes. Dans cette configuration là, nous avons débouché, mais le trou obtenu en face "arrière" était très petit  $\sim 50 \mu\text{m}$ . Il semble donc important de conserver un profil de forme pour le perçage profond. Puisque le profil de perçage à la forme d'un tronc de cône, pour des raisons purement géométriques, plus le perçage doit être profond, plus le diamètre sur la face avant doit être important. Ainsi pour des raisons purement géométriques, aux vues de nos premiers résultats, on peut estimer en première approximation que le diamètre face avant doit être du même ordre de grandeur que l'épaisseur à traverser.

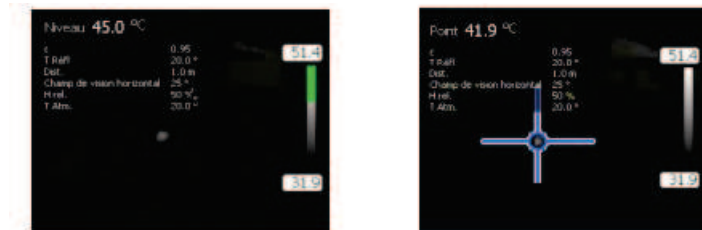


FIGURE 2.38 – Température maximale obtenue durant l'usinage de la plaque d'acier d'épaisseur 1 mm.

De plus, grâce au dispositif d'imagerie ultra-rapide en visualisation directe, nous sommes arrivés à suivre la dynamique du panache formé lors de l'ablation. Nous nous sommes placés dans des conditions de 50 000 images/s pour une résolution de  $256 \times 128 \text{ px}$  soit une zone de  $4,352 \times 2,176 \text{ mm}^2$ . Chaque image correspond à l'accumulation de 10 impulsions laser.

La figure 2.39 représente l'évolution du panache d'ablation vue de côté. La cible est représentée en foncée sur la partie droite de l'image. Le laser de visualisation émet en continu et ne pouvant pas déclencher la séquence vidéo suffisamment rapidement, nous ne pouvons remonter au temps exact de formation du panache par rapport au début de l'irradiation. Nous observons la formation d'un front se

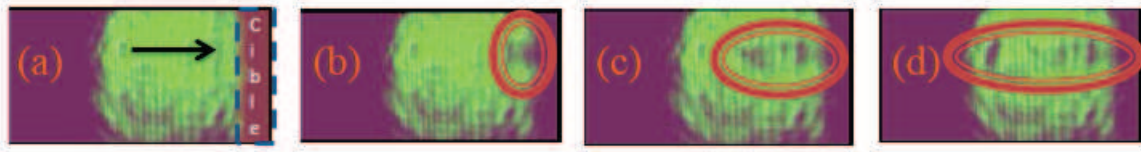


FIGURE 2.39 – Image du panache créé par ablation laser femtosecondes sur une cible d’acier. La flèche représente la direction du faisceau laser créant l’ablation. (a) Position arbitraire sans panache. (b) Début formation du panache. (c) Panache après 0,66 ms. (d) Panache après 1,36 ms.

déplaçant de façon unidirectionnelle dans une direction normale à la paroi. Nous supposons qu’il s’agit en effet du panache, mais nous n’avons pas d’informations sur les phénomènes qui se déroulent durant le temps d’ouverture de notre obturateur mécanique ( $\sim$  ms).

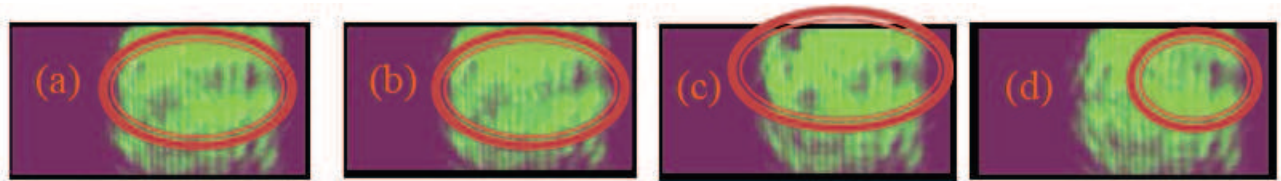


FIGURE 2.40 – Vue de côté du panache créé par ablation laser femtosecondes sur une cible d’acier. (a) Position arbitraire sans panache. (b) Début formation du panache. (c) Panache après 0,66 ms. (d) Panache après 1,36 ms.

Nous avons pu observer par la suite la formation d’instabilités importantes après cette dynamique rectiligne du panache qui s’étend sur une durée de 8,26 ms. Ce phénomène physique n’a pu être expliqué. Il est en effet difficile d’interpréter ces images en raison des effets d’accumulation des images. Toutefois, nous émettons l’hypothèse que ce phénomène est en mesure de perturber le perçage des trous de 2 mm d’épaisseur. Une étude approfondie de la dynamique du plasma, cette fois-ci résolue en temps semble donc nécessaire.

Enfin, des mesures par spectroscopie LIBS sur les traces d’oxydation observées n’ont pas révélé la présence d’autres espèces chimiques, en l’occurrence de l’oxyde de Fer. Il semble donc que l’oxydation aperçue en surface soit la résultante d’effets thermiques ultérieurs à l’ablation. Bien que les premiers résultats soient encourageants, il semble qu’il existe une limitation en cadence dès lors que l’on souhaite percer profond. Afin de mieux quantifier les facteurs limitant, nous nous sommes intéressés à l’évolution de la plume d’ablation lors d’un usinage à haute cadence.

#### 2.2.3.4 Caractérisation du panache par expérience pompe-sonde

Les premiers résultats observés couplés aux observations rapportées par Ancona et al. ont permis de voir et confirmer que des effets thermiques important apparaissent à haute cadence. Si ces derniers ne sont pas préjudiciables à l’efficacité d’ablation pour des plaques fines, ils le sont dans notre cas. Les

boursoufflures observées sur notre plaque d'épaisseur 2 mm, elles aussi observées par Ancona et al. sont les principales limitations au perçage profond. Afin d'essayer de voir ce qui se passe lors de l'ablation, une expérience de visualisation du plasma en temps réel a été mise en place.

**Dispositif expérimental** Comme nous avons pu le voir lors de la première phase expérimentale, bien que nous utilisions une caméra ultra-rapide, celle-ci possède un certain temps d'intégration (supérieur à la durée de vie du phénomène observé) et ne permet pas de suivre réellement l'évolution de la formation du panache. Afin de visualiser la formation du plasma en surface, puisque celui-ci ne dure qu'une centaine de ns, il est nécessaire de recourir à des dispositifs de visualisation encore plus rapides. Pour cela, un montage pompe-sonde a été mis en place. Le faisceau provenant de la chaîne laser est alors séparé en deux : la pompe et la sonde. Le faisceau de pompe contient plus de 90 % de la puissance totale et c'est ce faisceau qui va interagir avec la cible. La sonde quant à elle, de faible puissance va traverser une ligne à délais supplémentaire et va permettre de venir "sonder" la surface. La ligne à délais introduite représente la plage temporelle qu'il sera possible d'étudier avant ou après le début de l'interaction entre la pompe et la cible. La différence de marche nulle, c'est à dire lorsque le chemin optique parcouru par la sonde est rigoureusement égal à celui de la pompe, correspond au temps 0 s et au début de l'interaction.

La figure 2.41 montre le dispositif expérimental mis en place.

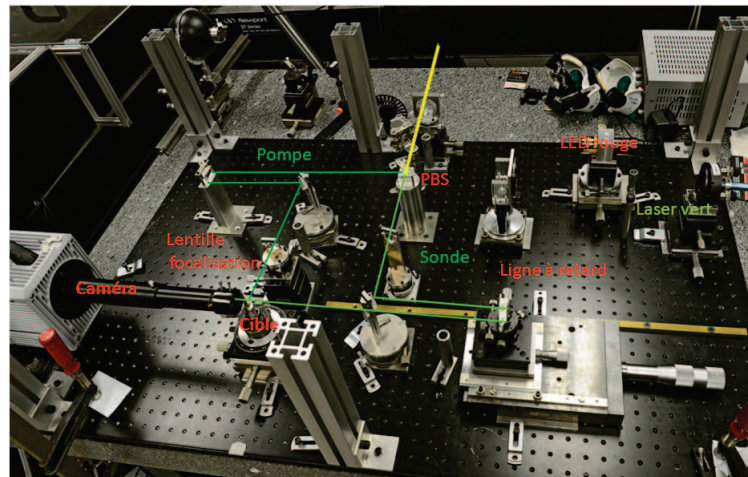


FIGURE 2.41 – Dispositif pompe-sonde d'ombroscopie développé avec caméra ultra-rapide à 250 000 images/seconde.

Le point le plus important dans ce type de montage est le réglage de la différence de marche nulle ainsi que la précision de la mesure. Cette dernière est directement reliée à la durée d'impulsion de la sonde. Si le phénomène physique à étudier possède une durée de vie de l'ordre de la nanoseconde, il conviendra d'utiliser des impulsions ayant une durée de l'ordre de la picoseconde voir femtoseconde. Pour obtenir la différence de marche nulle, on peut utiliser la méthode dite d'interférométrie Mach-Zender. Dans ce cas

là, la cible qui est l'endroit où la différence de marche doit être nulle est remplacée par un cube polariseur. Il suffit alors de réaliser l'interférogramme en fonction du délai entre deux sources lumineuses ayant des longueurs de cohérence différentes et de chercher la position des maxima. L'étude de l'interférogramme résolue en temps permet ainsi de trouver la position "zéro" (le maximum des maxima). Dans notre cas, puisque nous utilisons des impulsions sub-picosecondes, on peut envisager d'utiliser une autocorrelation non-colinéaire dans un cristal doubleur. La précision obtenue sur le point "zéro" est de l'ordre d'une dizaine de femtosecondes dans notre cas.

## Résultats

**Durée de vie du plasma** La première mesure que nous avons souhaité mettre en place à partir de notre dispositif est celle de la durée de vie du plasma. Pour cela, deux photodiodes ont été utilisées. Une lentille placée à proximité de la cible est utilisée pour collecter l'ensemble du rayonnement émis à la surface. Un miroir dichroïque est utilisé afin de séparer le rayonnement à 1030 nm du rayonnement visible émis par le plasma. On place sur chacun des signaux une photodiode. Le signal de synchronisation est le signal provenant de la photodiode "laser". A noter qu'il ne s'agit pas dans ce là d'une expérience "pompe-sonde" comme présenté précédemment, mais notre dispositif expérimental nous permet de pouvoir effectuer cette mesure.

La figure 2.42 représente les résultats obtenus. La courbe bleue correspond au signal de l'impulsion laser. La courbe rouge correspond à la mesure de la luminosité du plasma. Les photodiodes utilisées ont le même temps de réponse à savoir 1 ns. Il s'avère que le signal provenant du plasma présente une décroissance qui s'étend sur une vingtaine de nanosecondes. Il s'agit bien de la durée de vie du plasma formé durant les premiers instants. Ce résultat est bien en accord avec les résultats de la littérature [25].

Il semble alors que le plasma produit par l'ablation est non entretenu et qu'il disparaît entre deux impulsions.

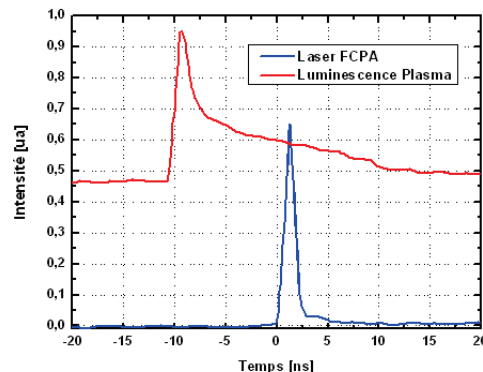


FIGURE 2.42 – Caractérisation de la durée de vie du plasma.



**Formation du plasma** La première expérience réalisée consiste à visualiser la formation du plasma sur l'ensemble de la course disponible au niveau délai introduit par la ligne à retard soit 2,2 ns. Pour cela, on enregistre l'évolution du plasma pour plusieurs délais. La figure 2.45 représente l'évolution du plasma obtenu pour des délais allant de 0 ns à 2,2 ns. On constate bien une évolution linéaire du plasma ainsi qu'un début de formation à partir de 80 ps et une vitesse d'expansion dans la gamme de  $10^6 \text{ cm.s}^{-1}$ . Résultats à nouveau en accord avec la littérature.

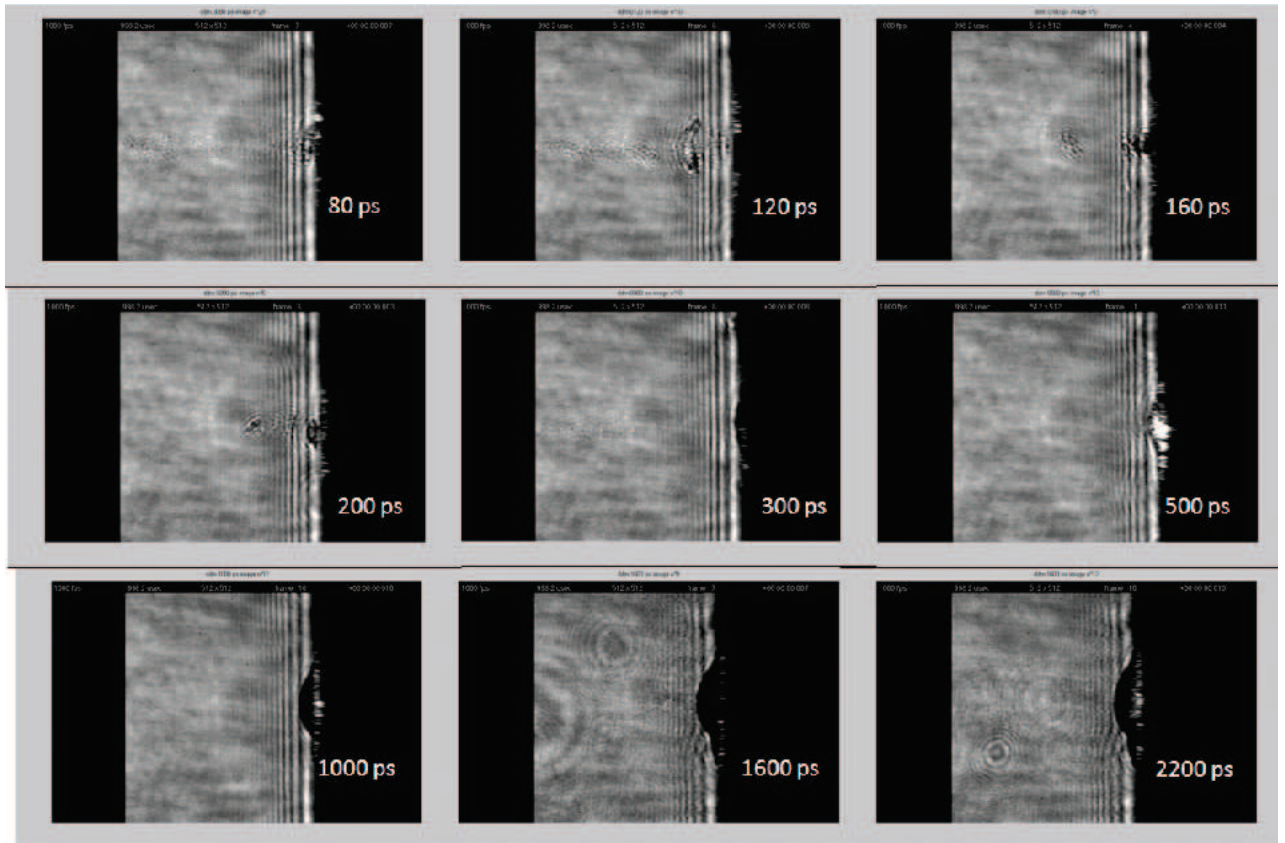


FIGURE 2.43 – Visualisation de l'évolution du plasma sur les 2 premières nanosecondes après le début de l'interaction.

Un point intéressant observé est la présence d'éléments "diffractant" pour des différences de marche nulle. La figure 2.44 montre en effet que pour une différence de marche nulle, il semble que des particules soient présentes alors que l'interaction entre l'impulsion laser et le matériau n'a pas encore eu lieu. Il est alors possible que les particules observées proviennent de l'interaction de l'impulsion précédente.

Pour vérifier cela, il nous faudra des lignes à retard de plusieurs  $\mu\text{s}$ . Pour vérifier cette hypothèse, nous avons donc choisi de repasser en visualisation directe. La nouvelle caméra utilisée à la différence de la première expérience permet de fonctionner à 100 kHz. Dès lors, nous réalisons les acquisitions à 100 kHz avec un laser opérant lui aussi à 100 kHz. Dès lors, nous aurons alors une seule image par impulsion.



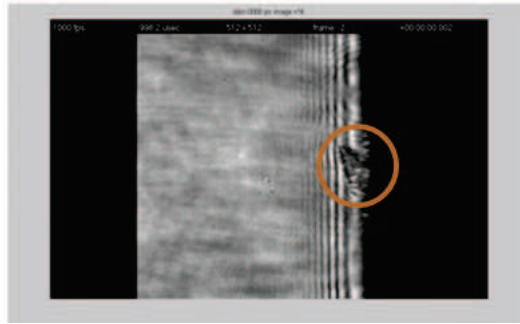


FIGURE 2.44 – Visualisation à la surface pour une différence de marche nulle.

Le temps d'ouverture de la caméra étant de l'ordre d'une  $\mu s$ , on pourra visualiser ainsi l'ensemble du processus d'ablation pour chacune des impulsions.

La figure 2.45 représente le plasma en surface après une dizaine d'impulsions. La forme "champignon" du plasma provient du temps d'ouverture de la caméra qui permet de visualiser à la fois la phase de croissance linéaire avant l'expansion radiale dans les deux autres directions. Jusqu'à là tout semble normal.

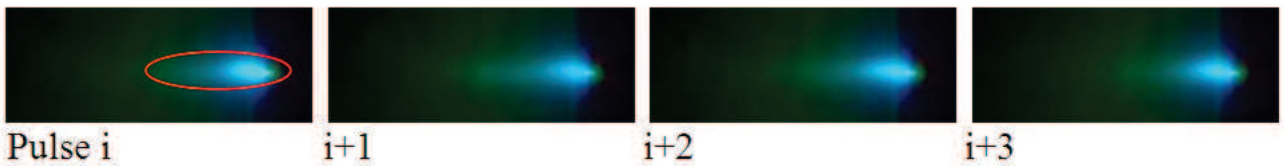


FIGURE 2.45 – Evolution du plasma au début de l'ablation.

Après une centaine d'impulsions, la position ainsi que la forme du plasma deviennent instables. Plusieurs points d'apparition du plasma sont visibles dont un, nettement décollé de la surface de l'échantillon (Figure 2.46). De même, la luminosité du plasma est réduite. Il semble donc bien qu'il y ait une diminution

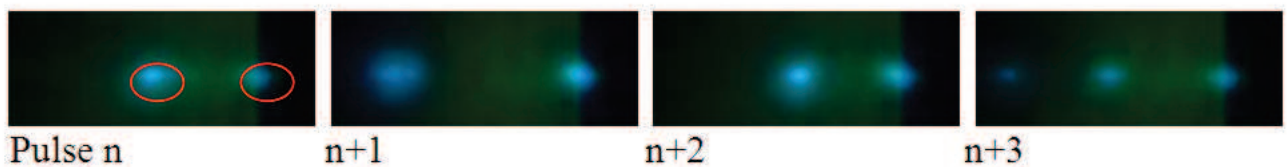


FIGURE 2.46 – Forme du plasma au milieu de l'ablation.

de l'efficacité d'ablation. La présence de ce plasma plusieurs centaines de  $\mu m$  au dessus de la surface est bien la preuve qu'à partir d'un certain temps, les particules ablatées de l'impulsion précédente, n'ont pas eu le temps d'être évacuées. Plus le perçage sera profond, plus le phénomène sera important.

### 2.2.3.5 Bilan

En conclusion, malgré le fait que l'utilisation de la très haute cadence permet un usinage ultra-rapide, nous avons mis en évidence que le processus d'ablation athermique grâce au régime femtoseconde, perd de son sens dès lors qu'on se retrouve à très haute cadence. Associé au fait qu'un perçage profond nécessite un trou avec diamètre conséquent en surface (profil de forme), les effets d'accumulation rendent le processus d'ablation inefficace. En effet, dès lors que la profondeur ablatée atteinte est voisine de 1 mm, les particules éjectées restent devant la zone irradiée et n'ont pas assez d'énergie pour aller plus loin. Il est donc important de pouvoir évacuer ces particules (jet d'air à haute pression, champ magnétique...). Ces observations condamnent l'utilisation du perçage en percussion. La technique par trépanation semble être la plus appropriée. On pourra évoquer les nouvelles têtes de trépanation hélicoïdale qui semblent être une solution prometteuse. Seul bémol, le coût d'un système avec une telle tête est voisin de 80 000 euros. Dans tous les cas, afin d'être encore plus efficace, il faudra que la chaîne laser soit plus énergétique à cause de la très grande quantité de matière à ablater. Il serait donc bon d'étudier l'impact de l'énergie sur l'onde de choc générée sur le matériau. Les techniques d'acoustiques picoseconde pourraient être une solution.

## 2.3 Application à la génération d'harmoniques d'ordres élevés à haute cadence

La génération d'harmoniques d'ordres élevés (**H**igh **H**armonic **G**eneration) dans les gaz est une technique bien connue, découverte en 1988 [26] qui permet la production d'impulsions XUV ultracourtes (femtosecondes ou attosecondes), cohérentes et synchronisées avec l'impulsion fondamentale. Comme nous le verrons par la suite, la production de ce rayonnement nécessite l'utilisation de lasers énergétiques dans le régime femtoseconde afin de disposer d'une intensité au foyer supérieure à  $10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ . Historiquement, les premières expériences de générations d'harmoniques se sont faites en utilisant des lasers ayant des durées d'impulsions dans la gamme picoseconde et de faible énergie, nécessitant l'utilisation d'une lentille de courte focale pour obtenir l'intensité nécessaire au foyer [26],[27].

L'avènement très rapide des chaînes intenses Ti :saphir permettant d'atteindre largement des intensités  $> 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$  s'est donc vu être le laser incontournable pour étudier, optimiser et contrôler les harmoniques émises. En effet, de part leur très forte intensité, l'utilisation de configuration dite de "longue focale" a permis d'accroître considérablement l'efficacité de génération. De nos jours, de telles sources harmoniques sont utilisées comme source XUV ultracourtes au même titre que les synchrotrons. A la différence près, qu'une ligne de lumière XUV ultracourtes peut être installée dans un laboratoire pour quelques centaines de milliers d'euros, ce qui n'est pas le cas d'un synchrotron. Toutefois, le taux de répétition des sources de rayonnement XUV générées par le biais d'un laser Ti :saphir est typiquement

dans la gamme du Hz à quelques kHz, ce qui est bien plus faible que la cadence d'un synchrotron qui est de plusieurs MHz. Ainsi, la faible cadence des sources XUV à base de laser Ti :saphir apparaît donc à ce jour comme la principale limitation pour certaines applications. En particulier, on peut penser à la détection corrélée de plusieurs fragments en coïncidence qui reste très problématique avec les sources harmoniques XUV alors qu'elle est très courante (et particulièrement performante) sur les synchrotrons. Il se révèle donc intéressant de développer des sources intenses à très hautes cadences. Une approche à ultra-haute cadence est la génération dans une cavité Fabry-Pérot de haute finesse. Cette technique développée il y a de ça quelques années permet d'atteindre des intensités importantes (Figure 2.47) [28] pour des sources lasers relativement modestes mais l'extraction des harmoniques en dehors de la cavité est un réel problème en terme d'efficacité mais aussi pour avoir une bonne stabilité au sein de la cavité [29], [30]. Une solution envisageable est le recours aux chaînes lasers fibrées femtosecondes de forte puissance

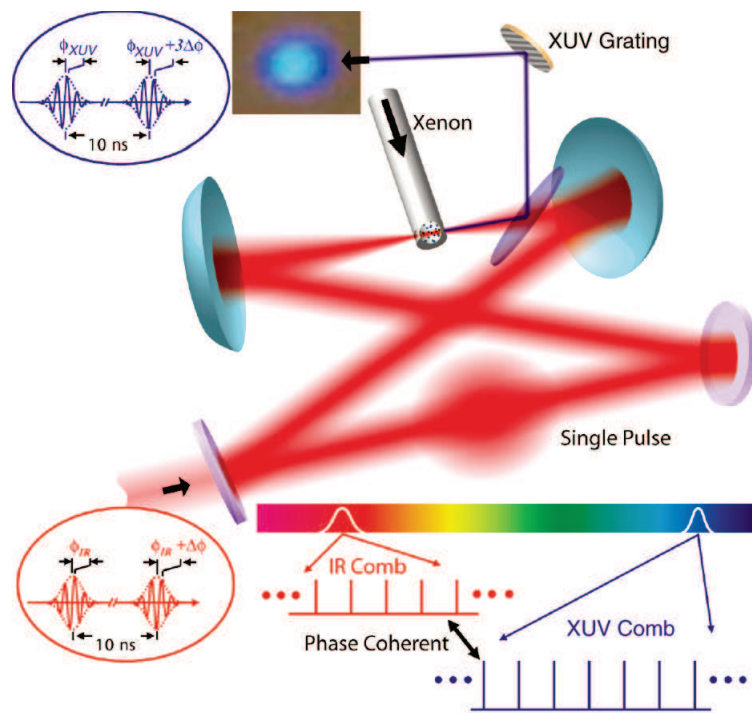


FIGURE 2.47 – Dispositif expérimental de la génération d'harmoniques en utilisant l'empilement d'impulsion dans une cavité Fabry-Pérot de très grande finesse [28].

moyenne utilisant la technologie des fibres microstructurées pour posséder de fortes énergies. Toutefois, devant l'énergie relativement faible ( $< \text{mJ}$ ) cette solution nécessite un retour à l'utilisation d'une lentille de courte focale et donc une limitation de l'efficacité (faible longueur d'accord de phase).

Le laboratoire CELIA a pour la première fois démontré la possibilité de génération des harmoniques d'ordres élevées dans des gaz rares en l'occurrence dans de l'Argon et du Xenon à partir d'une chaîne laser fibrée femtoseconde à haute cadence [31]. Ainsi, des harmoniques allant jusqu'à  $H_{31}$  dans l'Argon

ont été observées à une cadence de 100 kHz et jusqu'à l'harmonique  $H_{15}$  pour le Xénon à une cadence de 1 MHz.

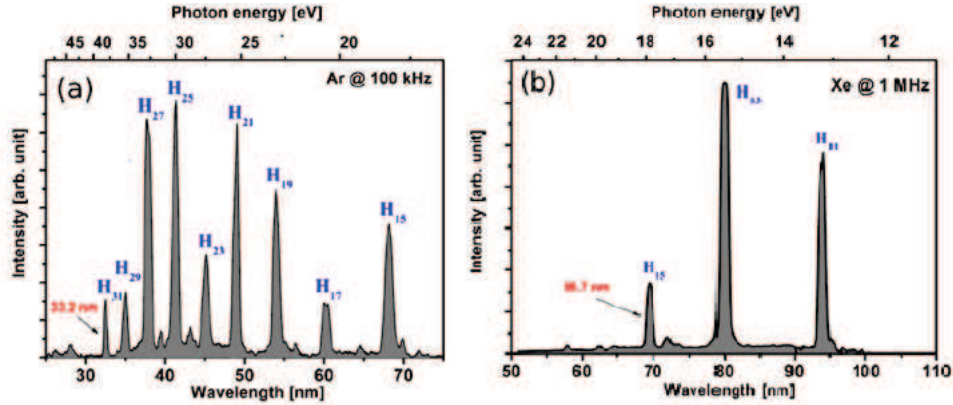


FIGURE 2.48 – Spectre harmonique obtenu dans l'Argon à 100 kHz ainsi que dans le Xénon à 1 MHz.

De ce fait, afin de posséder une source XUV à très haute cadence efficace, nous avons porté nos efforts à améliorer l'efficacité de génération sur un système compact et transportable.

La première partie sera dédiée à un survol de la théorie de génération d'harmoniques d'ordres élevés ainsi qu'une mise en exergue des principaux paramètres ayant un impact direct sur l'efficacité de génération. Nous présenterons ensuite, les résultats obtenus à une cadence de 100 kHz avec deux géométries du milieu différentes à savoir le jet effusif et la cellule. La cadence du laser a volontairement été fixée à 100 kHz pour des raisons de sécurité vis à vis des collègues. Travailler à des cadences plus élevées aurait demandé à travailler avec de trop fortes puissances moyennes. Les résultats obtenus ont par la suite été simulés grâce au modèle de propagation 3D développé par le groupe Harmonique du CELIA.

### 2.3.1 Théorie et principe

La génération d'harmoniques d'ordres élevés (HHG pour High Harmonic Generation) est un processus très fortement non-linéaire provenant de l'interaction entre un gaz (atomique ou moléculaire) et d'un champ laser intense. L'éclairement nécessaire à la génération d'harmoniques est de l'ordre de ( $I > 10^{14} \text{ W.cm}^{-2}$ ). Ce phénomène, observé pour la première fois à la fin des années 80 [26],[27] produit une source de rayonnement dans la gamme spectrale XUV (Figure 2.49). Ce rayonnement émis présente entre autre l'avantage d'être cohérent temporellement et spatialement et d'être peu divergent. Il a de plus été démontré que la génération d'harmoniques d'ordres élevés produit dans le domaine temporel, un train d'impulsions attosecondes ( $1\text{as} = 10^{-18}\text{s}$ ). Dans le domaine spectral, celui-ci se présente sous la forme d'un peigne de fréquences dont chacune des composantes correspond à un ordre impair de la fréquence du fondamental  $f_0$  :

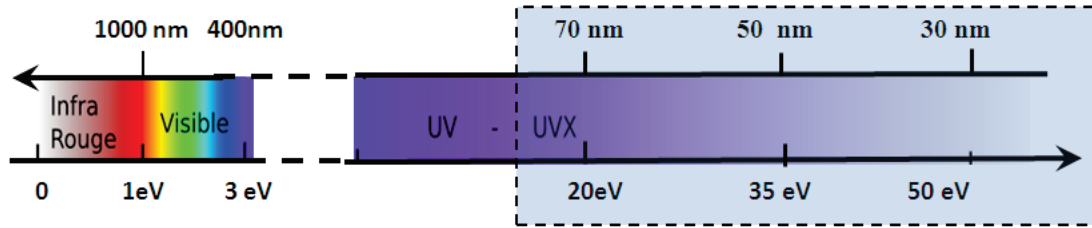


FIGURE 2.49 – Spectre optique.

$$\nu_q = (2n + 1)\nu_0 \tag{2.2}$$

Ce spectre représenté sur la figure 2.50, présente une zone spectrale d'intensité constante "le plateau" et une zone où l'intensité spectrale diminue rapidement avec l'ordre harmonique : "la coupure". Cette large gamme spectrale harmonique, allant du proche UV (la centaine de nanomètres) aux X mous (quelques nanomètres, constitue ainsi une condition nécessaire à l'obtention d'impulsions sub-femtoseconde.

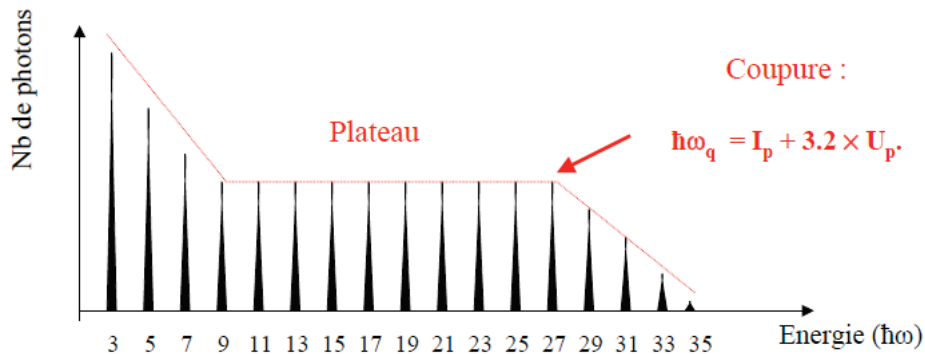


FIGURE 2.50 – Spectre caractéristique de la génération d'harmoniques d'ordres élevés.

Expérimentalement la génération d'harmoniques d'ordres élevés est obtenue en focalisant une impulsion IR laser courte ( $\sim 100$  fs) et intense dans un gaz atomique ou moléculaire (Figure 2.51).

Le faisceau XUV généré qui résulte de l'interaction entre le jet de gaz et le faisceau intense IR est alors co-propageant à celui-ci et se dirige vers un réseau de diffraction à incidence rasante. Il faut toutefois placer un filtre en sortie de chambre de génération (généralement quelques centaines de nm d'aluminium) afin de s'affranchir du signal IR. A noter que le fait de travailler à très forte puissance moyenne peut saturer rapidement le détecteur mais aussi endommager les optiques de détection. Le réseau, en incidence rasante, permet d'analyser le spectre XUV détecté grâce à une caméra CCD, des galettes microcanaux (MCP) ou un photomultiplicateur (PM) comme nous le verrons par la suite. Un spectre typique et

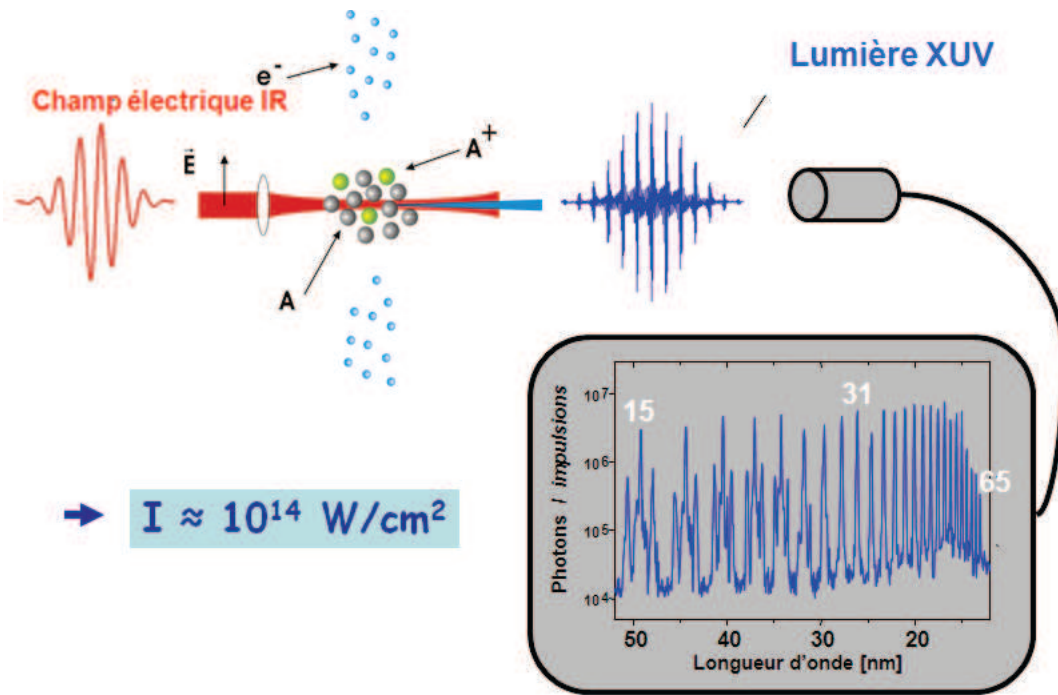


FIGURE 2.51 – Schéma simplifié de la génération d'harmoniques.

théorique de la génération d'harmoniques est présenté sur la même figure. On retrouve les deux zones caractéristiques du spectre : le « plateau » où l'intensité spectrale est quasi constante et la « coupure » où l'intensité spectrale décroît de plusieurs ordres de grandeurs avec l'ordre  $q$  harmonique. La décroissance constitue la « loi de coupure » énoncée par :

$$\hbar\omega_q = I_p + 3,17 \times U_p \quad (2.3)$$

où  $\omega_q$  est la pulsation de coupure,  $I_p$  désigne le potentiel d'ionisation du gaz et  $U_p$  l'énergie pondéromotrice du laser tel que :

$$U_p = \frac{e^2 E^2}{4m\omega^2} \quad (2.4)$$

avec  $e$  la charge de l'électron  $-1,6 \times 10^{-19}$  C,  $m$  la masse de l'électron  $9,11 \times 10^{-31}$  kg,  $\omega$  la pulsation du faisceau laser et  $E$  le champ électrique du laser.

### 2.3.1.1 Modèle classique en trois étapes

Un modèle semi-classique aussi appelé "modèle en 3 étapes" a été proposé par P. B. Corkum [32] et permet de comprendre intuitivement la génération d'harmoniques d'ordres élevés. Ce modèle comme son nom l'indique repose sur trois étapes :

- Ionisation par effet tunnel.
- Accélération de l'électron libre dans le champ laser oscillant.
- Recombinaison de l'électron accéléré et émission d'un photon XUV.

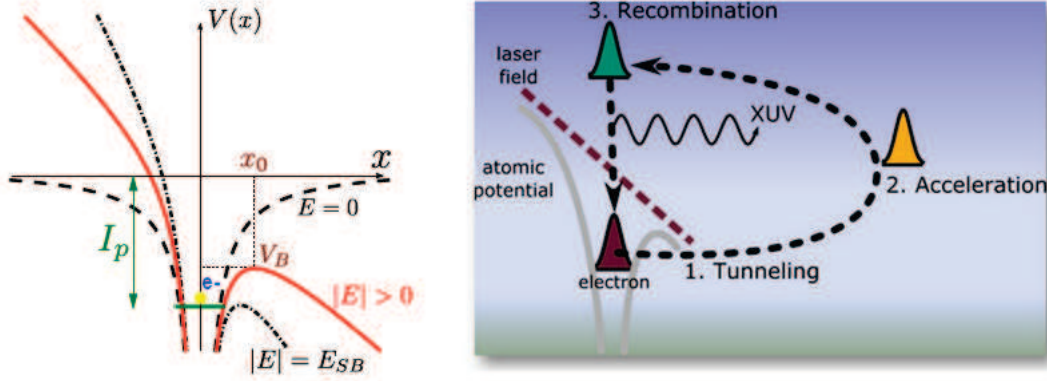


FIGURE 2.52 – Modèle semi-classique proposé par P. B. Corkum. 1<sup>re</sup> étape : ionisation par effet tunnel ; 2<sup>me</sup> étape : accélération du paquet d'électrons par le champ électrique du laser ; 3<sup>me</sup> étape : recombinaison radiative.

**Ionisation par effet tunnel.** En l'absence de champ électrique dû au laser, l'électron est lié au noyau par le potentiel coulombien. Dès lors qu'il est illuminé par un champ laser intense, le potentiel ressenti par l'électron est augmenté du potentiel créé par le champ laser. Le champ laser a pour effet de baisser la barrière de potentiel et ceci, de façon périodique. Dès lors, il devient possible à l'électron de traverser la barrière par effet tunnel. A noter que la probabilité d'ionisation tunnel d'après le modèle ADK [33], est maximale lorsque le champ électrique laser est à son maximum. De ce fait, puisqu'il s'agit d'un champ oscillant, l'électron a une forte probabilité de franchir la barrière par effet tunnel, deux fois par cycle laser.

**Accélération de l'électron libre dans le champ laser oscillant.** Dès lors que l'électron est libéré, celui-ci, par le biais du champ laser oscillant, va être accéléré. En négligeant le potentiel d'attraction coulombien, la trajectoire de l'électron peut être décrit par un formalisme classique.

Si l'on considère un champ électrique polarisé linéairement selon l'axe  $x$  tel que :

$$\vec{E}(t) = E_0 \cos(\omega_0 t) \vec{u}_x \quad (2.5)$$

alors l'équation du mouvement de l'électron s'écrit :

$$m_e \ddot{x} = -e \cdot E_0 \cos(\omega_0 t) \quad (2.6)$$

On peut résoudre cette équation en faisant le changement de variable  $\phi = \omega_0 t$ . On définit  $\phi_i$  la phase à laquelle l'électron est libéré par effet tunnel. Les conditions initiales sont telles que  $x(\phi_i) = 0$  et  $\dot{x}(\phi_i) = 0$ .

La première condition vient du fait qu'on néglige l'attraction coulombienne, que l'ionisation de l'électron à lieu à partir du noyau. La deuxième correspond à une vitesse initiale nulle à l'ionisation.

Il vient alors la solution suivante :

$$x(\phi) = \frac{-eE_0}{4m\omega^2} (\cos(\phi_i) - \cos(\phi) + (\phi_i - \phi)\sin(\phi_i)) \quad (2.7)$$

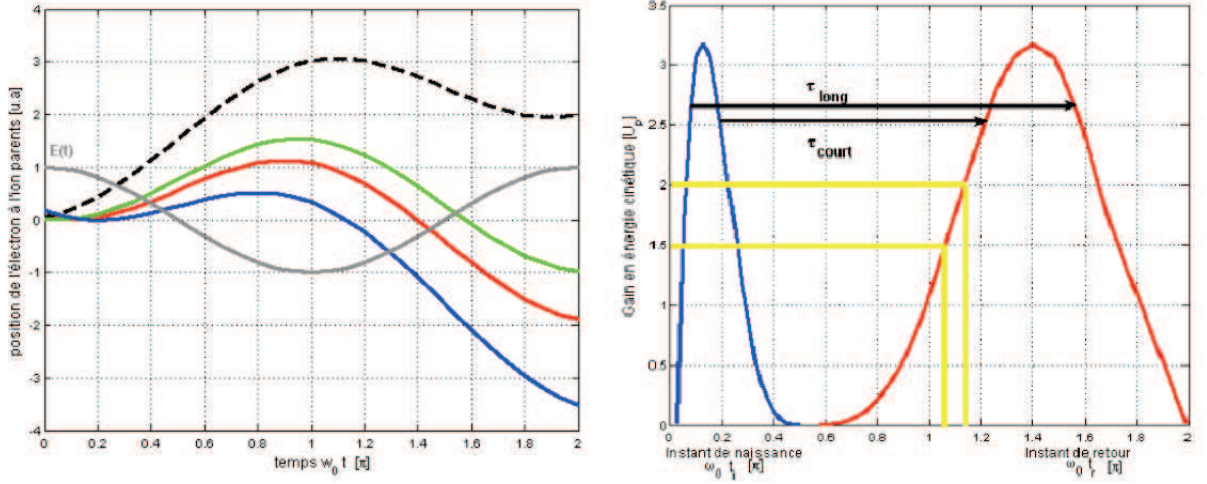


FIGURE 2.53 – Trajectoire de l'électron pour différents instants d'ionisation (A gauche). Energies correspondantes aux différents instants d'ionisation.

Différentes trajectoires de l'électron pour différents instants d'éjection sont représentées sur la figure 2.53. On peut observer qu'en fonction du temps d'éjection, certaines trajectoires ramènent l'électron à proximité du noyau (position  $x=0$ ). D'autres au contraire, ont tendance à faire fuir l'électron hors de son noyau parent. Toutes ces trajectoires qui ne repassent pas au voisinage du réseau, ne participent pas à la génération d'harmoniques.

#### Recombinaison de l'électron accéléré et émission d'un photon XUV.

Pour les trajectoires ayant un retour proche du noyau ( $x=0$ ), l'électron possède une probabilité non nulle de se recombiner. Un photon est alors émis et l'atome est à nouveau dans l'état fondamental. Le photon émis a une énergie  $E_\nu$  tel que :

$$E_\nu = h\nu = I_P + E_c \quad (2.8)$$

où  $E_c$  est l'énergie cinétique accumulée par l'électron lors de sa propagation dans le continuum. L'énergie maximale des photons émis, ceux appartenant à la coupure est donnée par :

$$E_{max} = I_p + 3,17U_p \quad (2.9)$$



Où  $I_P$  est le potentiel d'ionisation du milieu utilisé et  $U_p$  le potentiel pondéromoteur de l'électron dans le champ laser.

Nous venons donc de voir que ce modèle simple permet de comprendre l'origine physique de la génération d'harmonique ainsi que la loi de coupure. Nous avons vu de plus, que lors de la première étape, l'électron pouvait être éjecté par effet tunnel 2 fois par cycle optique ( $T_0$ ). L'émission d'un photon XUV est donc discret et de périodicité  $T_0/2$  dans le domaine temporel, ce qui dans le domaine fréquentiel donne aussi un spectre discret avec une périodicité égale à  $2\omega_0$ .

### 2.3.1.2 Aspect macroscopique

Jusqu'ici, nous n'avons considéré que la réponse de l'atome unique, or la génération d'harmoniques d'ordres élevés, résulte de la réponse macroscopique du milieu dans le volume d'interaction. Le champ harmonique total résulte de l'interaction des champs émis par chaque dipôle atomique, il est donc dépendant des phases relatives des différents dipôles atomiques. Les paramètres macroscopiques entrent donc en jeu pour minimiser cette différence de phase et atteindre «l'accord de phase». Il convient alors de résoudre l'équation de propagation déjà vue au chapitre 2 où le champ harmonique total est donné par :

$$E(r, t) = \sum_{q \text{ impair}} E_q(r) \exp^{iq\omega t} \quad (2.10)$$

**Accord de phase** Pour que le champ harmonique soit généré efficacement sur toute la longueur d'interaction, il faut que les harmoniques générées en différents points spatiaux puissent interférer constructivement. Il y a donc une relation d'accord de phase entre l'ensemble des harmoniques émises. Pour un accord de phase classique, le champ harmonique  $E_q$  et le champ fondamental  $E_1$  doivent se propager avec la même vitesse de phase pour que le transfert d'énergie entre le champ fondamental et le champ harmonique généré soit optimal.

$$\Delta k_q = k_q - qk_{laser} = 0 \quad (2.11)$$

Dans un cristal non-linéaire, cette condition est réalisée grâce aux propriétés de biréfringence (indice ordinaire et extraordinaires) des cristaux non-linéaires utilisés. Pour la génération d'harmoniques, la condition d'accord de phase est plus complexe [Salières et al. 95 , Balcou et al 97] et s'écrit sous la forme :

$$k_q = qk_1^0 + qK_{geo}(r, z) + K(r, z) \quad (2.12)$$

où

- $k_q$  est le vecteur d'onde du champ harmonique produit,
- $qk_1^0$ , le vecteur d'onde associé à la propagation libre du champ laser dans le milieu atomique étudié, d'indice  $n_1$ . L'indice  $n_1$  dépendant des électrons libres du milieu,
- $K_{geo}$ , le vecteur d'onde associé à la focalisation du faisceau laser,

—  $\mathbf{K}(r,z)$ , le vecteur d'onde associé au dipôle atomique local

On voit donc qu'en fonction de la géométrie de focalisation, de la position du milieu par rapport au faisceau laser ou encore de la densité du milieu, la réalisation de l'accord de phase diffère.

**Effet de l'absorption** Lorsque la génération d'harmonique s'effectue dans un milieu de génération dense, il faut également prendre en compte l'absorption de celui-ci. En effet, si cette absorption est trop importante, le rayonnement émis au début du milieu de génération va être réabsorbé par ce même milieu. On définit ainsi la longueur d'absorption  $L_{abs}$  comme la longueur au bout de laquelle le rayonnement est atténué d'un facteur  $1/e$  :

$$L_{abs}(\lambda) = \frac{1}{\rho\sigma_{abs}(\lambda)} \quad (2.13)$$

avec  $\rho$  la densité atomique en  $cm^3$  et  $\sigma_{abs}(\lambda)$  la section efficace d'absorption à une fréquence donnée.

Pour des densités du milieu générateur importantes, l'absorption devient le facteur limitant dans l'efficacité de génération (définie pour une harmonique comme le rapport entre l'énergie de cette harmonique et l'énergie de l'impulsion fondamentale) et la longueur utile du milieu s'en trouve réduite. Un bon compromis sur la densité du milieu générateur est obtenu lorsque le nombre d'émetteurs est suffisant pour obtenir un rayonnement intense, mais pas trop grand pour que l'absorption ne soit pas un facteur limitant. En résumé de ces différentes études sur l'efficacité de génération, il est donc nécessaire de trouver un compromis sur les valeurs de densité du milieu, d'éclairement et sur l'accord de phase pour optimiser l'émission harmonique. Constant et al. [34] ont montré que 50% de la valeur de l'optimum de conversion est atteint pour un milieu de génération dont la longueur  $L$  et la densité vérifient :

$$\begin{cases} L > 3L_{abs} \\ L_{coh} > 5L_{abs} \end{cases} \quad (2.14)$$

### 2.3.1.3 Paramètres de l'émission harmonique

L'émission harmonique est un processus relativement complexe, dans lequel intervient une multitude de paramètres : longueur d'onde du laser, durée d'impulsion, pression du gaz, géométrie de focalisation, géométrie du milieu, ellipticité du faisceau,... Nous allons décrire brièvement les principaux paramètres sur lesquels nous avons décidé de travailler.

**Nature du milieu** Les spectres harmoniques dépendent de la nature du milieu utilisé. Dans le cas où des gaz rares sont utilisés, la génération est d'autant plus efficace que l'atome est facilement polarisable. En effet, les atomes lourds (Xénon, Argon, Krypton) qui possèdent des polarisabilités élevées produiront des harmoniques plus efficaces que les atomes légers présentant des polarisabilités plus faibles (Néon et Hélium).

**Éclairement laser** La figure 2.54 montre la dépendance en fonction de l'éclairement du laser pour l'harmonique 21 générée dans l'argon. On constate que le nombre de photons augmente très rapidement lorsque l'intensité augmente, il s'agit de la zone de la coupure. On observe à la suite, une diminution

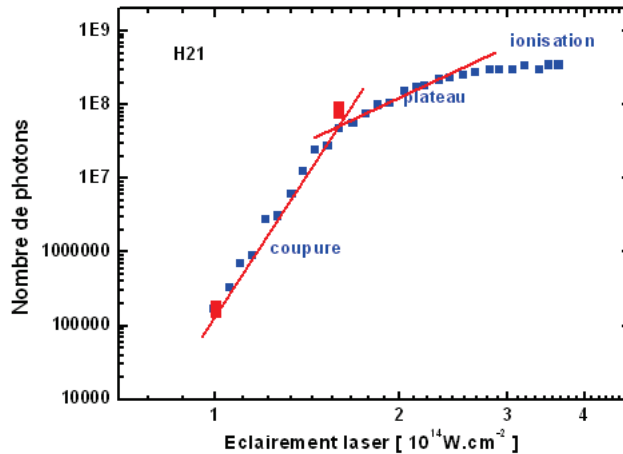


FIGURE 2.54 – Nombre de photons de l'harmonique 32 générée dans l'argon en fonction de l'éclairement laser [35].

de l'efficacité de génération dans la zone du plateau. Enfin, on observe une saturation de l'efficacité. On atteint le régime d'ionisation. L'intensité pour laquelle l'efficacité de génération sature est appelée intensité de saturation pour l'ionisation du gaz  $I_{sat}$ . Au delà de  $I_{sat}$  l'atome est ionisé et il n'existe plus de dipôle rayonnant dans le domaine XUV.

**Longueur d'onde du laser** La majorité des expériences concernant la génération d'harmonique d'ordre élevé a recours à l'utilisation des lasers Ti :saphir émettant à une longueur d'onde laser de 800 nm. Toutefois, si l'on désire générer des harmoniques très élevées, d'après la loi de coupure, plus la longueur d'onde du laser sera courte, plus la coupure arrivera rapidement. Il convient alors d'utiliser des faisceaux lasers avec une longueur d'onde élevée.

Malheureusement, il est important de noter que l'efficacité de génération suit une loi d'échelle en  $\lambda^{-6}$  [36] [37] ! L'intérêt de sources très intenses à haute cadence se révèle donc une voie intéressante lorsqu'on souhaite travailler avec une longueur d'onde élevée.

**Géométrie du milieu** Plusieurs solutions ont été envisagées afin de générer de façon efficace des harmoniques : jet, jet pulsé, capillaires, fibres creuses remplies de gaz rare... Cette dernière méthode semble la plus prometteuse [38]. En effet de part leur grande longueur d'interaction et leur fort confinement, le milieu gazeux est soumis à un éclairement plus constant (intensité du faisceau, vecteur d'onde, qualité

spatiale..) et peut satisfaire à une condition d'accord de phase sur une grande longueur. Toutefois, l'efficacité ne peut pas être infinie et la principale limitation est la réabsorption de l'émission harmonique par le milieu.

**Pression dans la chambre de génération** Avant l'utilisation des lasers à fibres pour une génération d'harmoniques d'ordre élevés, un moyen permettant d'accroître l'efficacité de génération était d'augmenter le nombre d'atomes émetteurs en augmentant la pression du gaz utilisé dans la chambre. En effet, la génération d'harmoniques est un processus cohérent qui augmente comme le carré de la densité atomique.

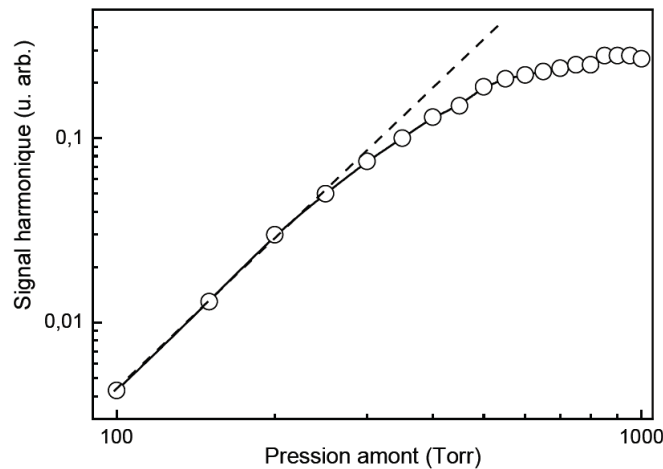


FIGURE 2.55 – Nombre de photons de l'harmonique 21 en fonction de la pression. L'harmonique est générée grâce à un jet d'argon. L'intensité est de  $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  [39].

La figure 2.55 représente l'évolution du signal de l'harmonique 21 générée dans l'argon en fonction de la pression dans un jet de dimension 1,2 mm. Altucci et al. [39] observent une croissance quadratique du signal jusqu'à 16 mbar, ensuite le signal sature et puis diminue à haute pression en raison de la défocalisation du faisceau. En général, pour les harmoniques du plateau, le facteur limitant est dû à l'absorption par le milieu atomique alors que pour les harmoniques de la coupure, le facteur limitant provient de la défocalisation du faisceau fondamental dans le milieu ionisé.

### 2.3.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour cette étude est représenté sur la figure 2.56. La chaîne laser Femto+ fonctionne à une cadence de 100 kHz et délivre des impulsions ayant une énergie de  $200 \mu\text{J}$  avec une durée d'impulsion sub-600 fs. Le faisceau est isolé de la chaîne laser, mis en forme à l'aide d'un afocal portant la taille du faisceau à un diamètre de 6 mm et est acheminé vers la chambre de génération sous vide. La puissance du faisceau laser dans la chambre d'interaction est de 10 W. Le vide de cette chambre est réalisé grâce à une pompe turbo ayant un débit de 500 l/s. Le faisceau est focalisé au voisinage du

gaz en utilisant une lentille ayant une focale de 100 mm. L'intensité au foyer est de  $6 \times 10^{13} \text{ W.cm}^{-2}$ . Cette même lentille est montée sur une platine de translation motorisée afin de contrôler précisément le foyer par rapport à la position dans le milieu générateur afin de maximiser l'efficacité due aux conditions d'accord de phase définies précédemment.

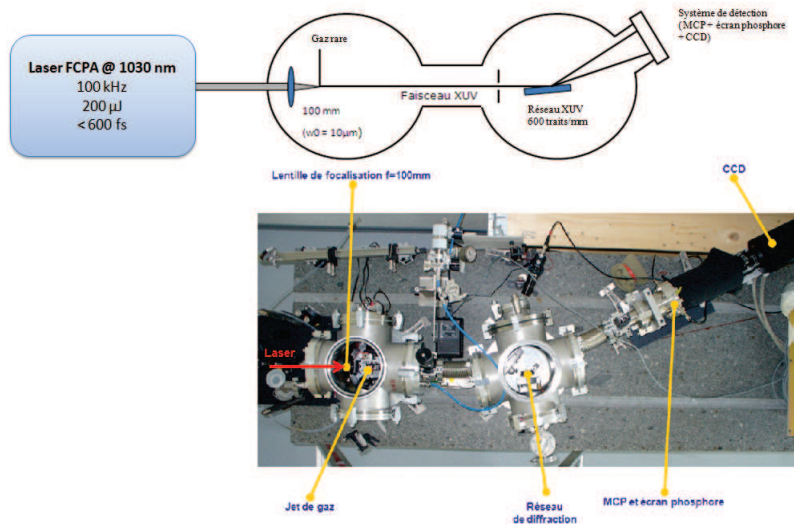


FIGURE 2.56 – Dispositif expérimental de la génération d'harmoniques à très haute cadence.

Les harmoniques ainsi générées et co-propageantes avec le faisceau fondamental se dirigent dans le même sens de propagation dans la deuxième chambre correspondant à la chambre de caractérisation qui est un spectromètre XUV. Ce spectromètre XUV contient une fente d'entrée de  $100 \mu\text{m}$  de largeur, située à 40 cm du milieu générateur, un réseau en réflexion avec une densité de traits de 600 tr/mm permet de diffracter spectralement les harmoniques dans des galettes à microcanaux (MCP) couplées à un écran phosphore. Cet écran phosphore est lui même imagé par une caméra CCD (Princeton Instruments) ce qui permet d'obtenir des spectres harmoniques résolus spatialement dans une dimension. Le couple galettes de microcanaux, écran phosphore et écran CCD sont disposés sur une platine de translation permettant de couvrir les harmoniques générées entre 30 nm et 100 nm.

### 2.3.3 Résultats théoriques

Tout d'abord, une analyse numérique est réalisée en configuration de forte focalisation. Le code de propagation 3D développé par le groupe harmonique [34] modélise la construction du champ harmonique émis en champ lointain en tenant compte du profil spatial du champ fondamental dans le milieu gazeux, des conditions d'accord de phase (longueur de cohérence  $L_{coh}$ ) et de l'effet de l'absorption (longueur d'absorption  $L_{abs}$ ). Le dipole harmonique varie comme une loi de puissance de l'intensité laser (ordre 1,5 lorsque l'harmonique est dans le plateau et ordre 5 au-delà de la coupure). Le signal harmonique est

calculé en utilisant une intensité au foyer de  $6 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  (waist  $\omega_0 = 10 \mu\text{m}$ , paramètre confocal  $b = 610 \mu\text{m}$ ). Le profil temporel des impulsions centrées à 1030 nm est négligé ainsi que l'ionisation. La figure 2.57 représente le signal XUV de différents ordres harmoniques émis dans différentes géométries caractérisées par leur longueur : un jet de gaz ( $L_{milieu} = 200 \mu\text{m}$ ) (à gauche) et une cellule ( $L_{milieu} = 1 \text{ mm}$ ) (à droite), en fonction de la pression d'interaction.

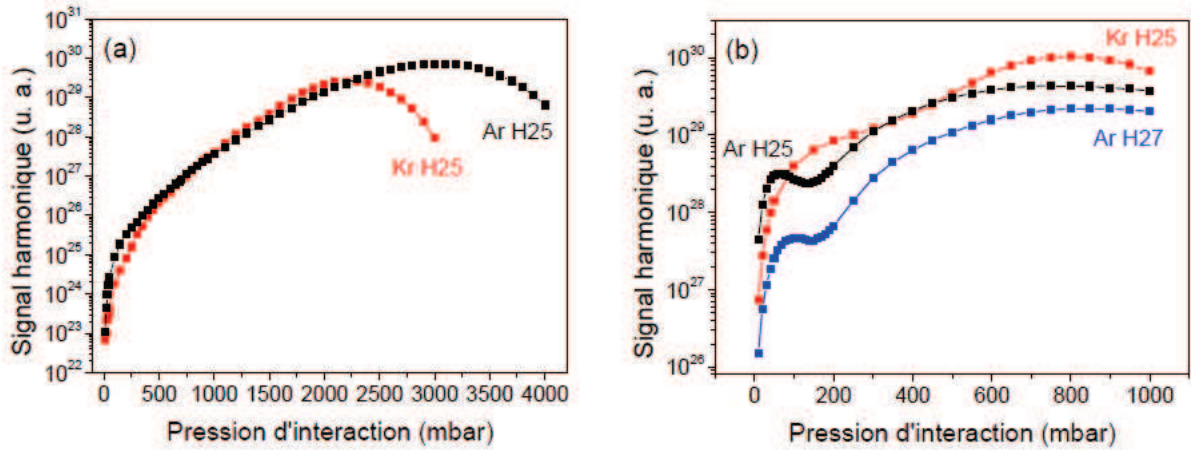


FIGURE 2.57 – Résultats théoriques représentant le signal de différents ordres harmoniques en fonction de la pression d'interaction (a) dans un jet ( $L_{milieu} = 200 \mu\text{m}$ ) et (b) dans une cellule pour différents gaz (argon, krypton).

Avec le jet, le signal augmente puis décroît au delà d'une pression optimale proche de 2 à 3 bars (variant suivant le gaz et l'ordre harmonique considéré). L'utilisation d'une cellule montre une évolution similaire avec une augmentation rapide du signal, une saturation puis une diminution. Néanmoins, avec cette géométrie, la saturation apparaît pour des pressions optimales nettement plus basses ( $\sim 800 \text{ mbar}$ ). Ces simulations montrent aussi des structures nettes à basse pression avec un maximum suivi par un minimum local qui sont explicables par les conditions d'accord de phase [40]. Le premier maximum ( $\sim 100 \text{ mbar}$ ) apparaît lorsque la longueur de cohérence,  $L_{coh}$ , devient infinie (un accord de phase parfait) à la pression ou la dispersion du gaz compense la dispersion géométrique. Le minimum ( $\sim 200 \text{ mbar}$ ) correspond à des interférences destructives entre les harmoniques générées dans la première et la seconde moitié du milieu ( $L_{coh} = b/2$ ). Enfin, autour de 800 mbar, on remarque que le signal obtenu avec la cellule est environ deux ordres de grandeur supérieur à celui obtenu avec le jet. Cependant, ils sont tous deux comparables lorsque la saturation est atteinte pour chacun des systèmes.

Cette étude numérique montre que le signal harmonique est similaire dans une cellule et dans un jet lorsque les conditions optimales sont obtenues. Néanmoins, le jet nécessite de plus fortes pressions d'interaction pour atteindre le maximum du signal harmonique et ces pressions optimales sont d'autant plus grandes que la focalisation est forte. Ceci peut s'avérer être une contrainte expérimentale forte d'autant que dans un jet, la pression d'interaction est environ dix fois plus faible que la pression en

amont. Dans une cellule, ces deux pressions sont équivalentes. Nous pouvons donc nous attendre, en utilisant expérimentalement une cellule, à une augmentation significative du signal XUV.

## 2.3.4 Résultats expérimentaux

### 2.3.4.1 Génération d'Harmoniques avec un capillaire

La première partie de l'étude a consisté à générer et optimiser au mieux l'efficacité de génération des harmoniques avec une géométrie conventionnelle où le jet de gaz est effusif et perpendiculaire à l'axe de propagation du laser. En raison de l'intensité relativement modérée de notre laser pour ce type d'expérience, l'alignement du laser dans la chambre harmonique est très délicat. Il est en effet important que l'axe optique du laser correspondant à l'axe optique de la lentille, le foyer de génération et le trou de pompage différentielle entre la chambre de génération et la chambre de caractérisation soit parfaitement aligné afin de collecter l'ensemble du flux XUV (Figure 2.56). Le paramètre le plus critique est le réglage de la lentille de focalisation. Un décentrage par rapport à l'axe optique ou un tilt trop important suffit à ne plus avoir de génération XUV en raison d'une diminution de l'intensité au foyer. Pour cela, on règle la chambre de génération à l'air libre de sorte à optimiser l'intensité lumineuse du plasma créé dans l'air. Le couplage entre les deux chambres est réalisé par l'utilisation de caméras.

Les figures 2.58, 2.59, 2.60 et 2.61 représentent respectivement l'intensité du signal harmonique obtenue pour les gaz de Xénon et de Krypton en fonction de la pression résiduelle dans la chambre de génération. La génération d'harmoniques dans l'Argon n'a pas pu être observée.

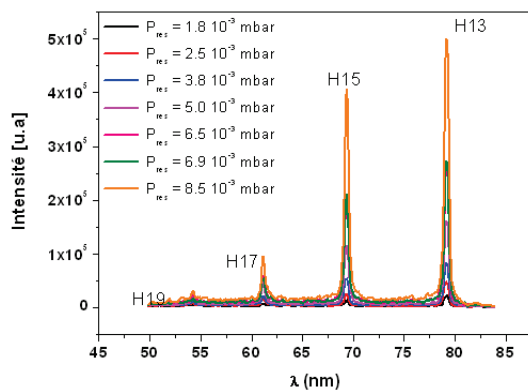


FIGURE 2.58 – Spectre harmonique obtenu dans le Xénon pour différentes pressions.

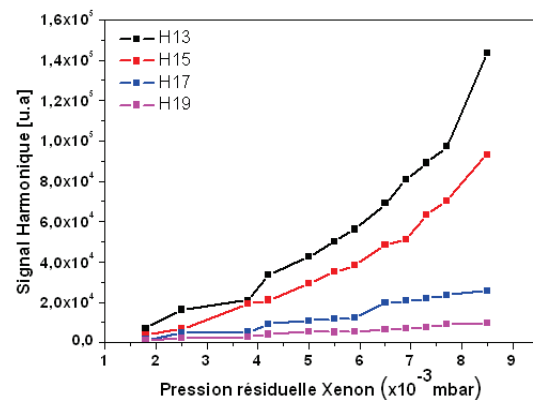


FIGURE 2.59 – Evolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques du Xénon.

Ainsi, nous avons réussi à générer des harmoniques allant de 79,2 nm (H13) à 54,2nm (H19) dans le Xénon et des harmoniques allant de 93,6 nm (H11) à 41,2nm (H25) dans le Krypton. Tout comme observé dans les simulations, nous n'avons pas d'optimum en pression. Plus la pression du gaz augmente

(augmentation de pression résiduelle dans la chambre), plus le signal harmonique augmente.

L'évolution du signal harmonique intégré en fonction de la pression en amont montre une augmentation régulière pour le jet. Aucun optimum n'est atteint, lié à une limitation du pompage (pompe turbo de 500 l/s)..

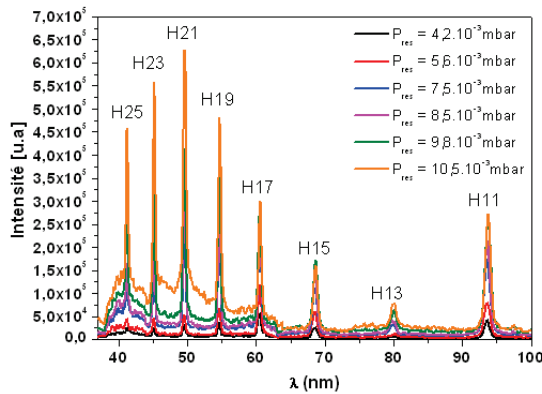


FIGURE 2.60 – Spectre harmonique obtenu dans le Krypton pour différentes pressions.

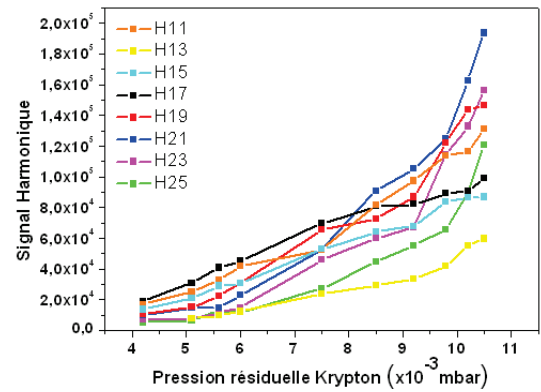


FIGURE 2.61 – Evolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques du Krypton.

#### 2.3.4.2 Génération d'Harmoniques avec une cellule

Afin de se mettre dans les conditions d'une cellule semi-infinie, nous avons décidé d'utiliser un capillaire qui acheminent les gaz en géométrie de jet effusif et de le percer de part et d'autre dans sa section et de boucher l'extrémité pour maintenir la pression. Pour cela, nous avons travaillé en collaboration avec le groupe d'usinage de la plateforme Alphanov. Nous avons utilisé un laser femtoseconde (1030 nm, 1 kHz, 1 W, 500 fs). La cellule ainsi réalisée est représentée sur la figure 2.62 consiste donc en un capillaire creux de diamètre interne 200  $\mu\text{m}$  et de diamètre externe 1 mm. Deux trous de 180  $\mu\text{m}$  de diamètre furent percés de part et d'autre du capillaire. Un des côtés du capillaire a été fusionné pour le boucher alors que l'autre correspond à l'entrée du gaz.

Les figures 2.63, 2.64, 2.65, 2.66, 2.67 et 2.68 représentent respectivement l'intensité du signal harmonique obtenue pour les gaz de Xénon, de Krypton et d'Argon en fonction de la pression résiduelle dans la chambre de génération.

La première différence par rapport aux résultats obtenus précédemment est qu'il est désormais possible de générer des harmoniques dans l'Argon allant de 60,6 nm (H17) à 38,1 nm (H27). La deuxième différence est l'obtention d'une harmonique haute de plus dans Xénon à savoir H11. Les résultats obtenus dans le Xénon en terme de bande spectrale sont identiques. A noter aussi que dans cette configuration là, des optimums en pression sont obtenus.



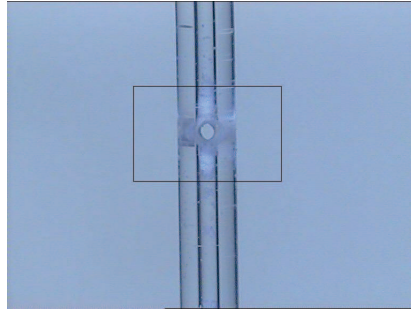


FIGURE 2.62 – Capillaire utilisé ayant un diamètre interne de  $200 \mu\text{m}$  et externe de  $1 \text{ mm}$  percé par Alphanov à l'aide d'un laser femtoseconde.

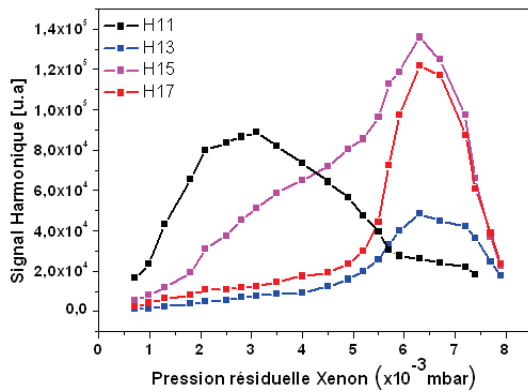


FIGURE 2.63 – Spectre harmonique obtenu dans le Xénon pour différentes pressions.

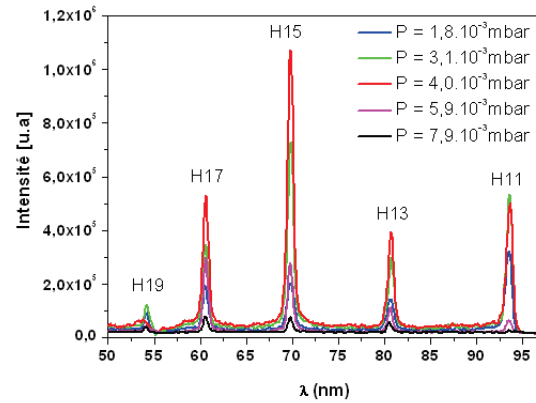


FIGURE 2.64 – Evolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques du Xénon.

### 2.3.4.3 Mesure du flux de photons

Un filtre aluminium d'épaisseur  $e = 200 \text{ nm}$  permettant de couper le rayonnement infrarouge du laser et une photodiode couplée un pico-ampèremètre ont permis de mesurer le flux XUV émis, en estimant à 50 % la transmission du filtre. Le tableau 2.2 donne les résultats obtenus pour le jet et pour la cellule, dans les différents gaz étudiés. On constate ainsi que l'utilisation d'une cellule a conduit à une nette amélioration du flux XUV, avec une estimation du flux émis dans le xénon à plus de  $10^{12}$  photons/s toutes harmoniques confondues.

### 2.3.5 Bilan

En conclusion, nous avons étudié l'optimisation d'une source XUV à très haute cadence (100 kHz) en faisant varier différents paramètres tels que les gaz, la pression et la géométrie de génération. Nous avons ainsi pu démontrer l'augmentation du flux de photons XUV en utilisant une cellule de 1 mm de

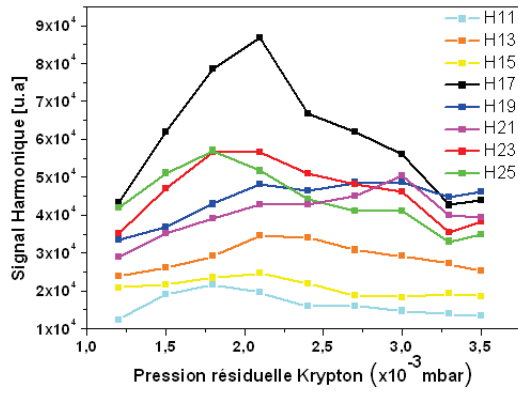


FIGURE 2.65 – Spectre harmonique obtenu dans le Krypton pour différentes pressions.

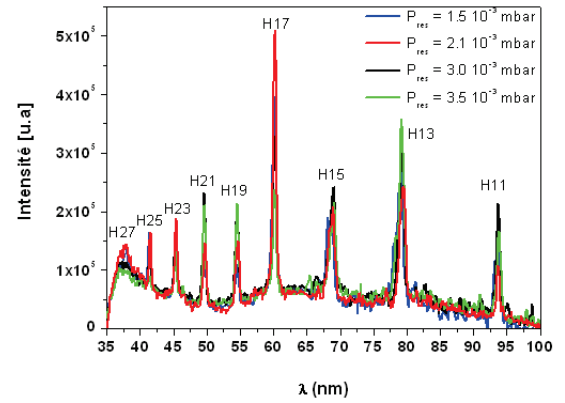


FIGURE 2.66 – Évolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques du Krypton.

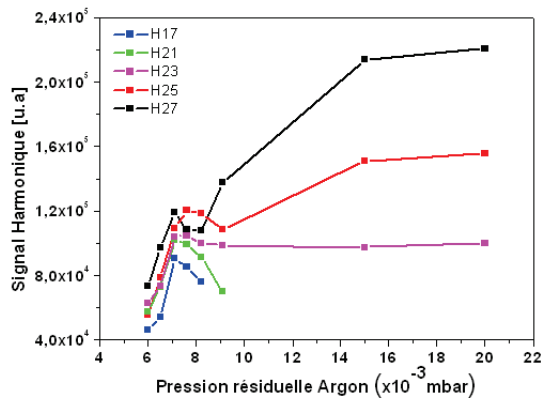


FIGURE 2.67 – Spectre harmonique obtenu dans l'Argon pour différentes pressions.

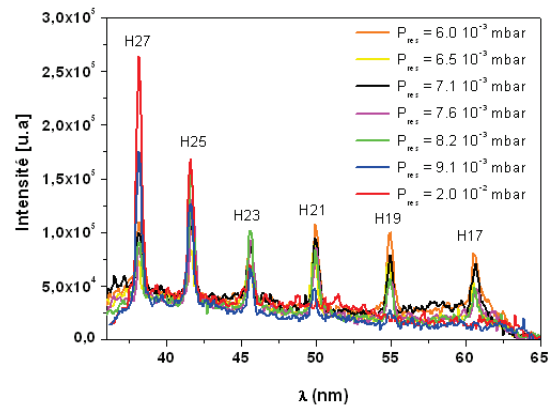


FIGURE 2.68 – Évolution du signal harmonique en fonction de la pression résiduelle pour les différentes harmoniques de l'Argon.

Géométrie	Gas	$N_{ph}(-1)(H15)$	$\eta$ (par harmonique)
Jet	Krypton	$8.5 \times 10^{10}$	$5.6 \times 10^{-9}$
	Xénon	$3.5 \times 10^{11}$	$3.2 \times 10^{-8}$
Cellule	Argon	$8.5 \times 10^{10}$	$5.6 \times 10^{-9}$
	Krypton	$8.5 \times 10^{10}$	$5.6 \times 10^{-9}$
	Xénon	$3.5 \times 10^{11}$	$3.2 \times 10^{-8}$

TABLE 2.2 – Efficacités obtenues sur la génération de l'harmonique H15.

long avec un nombre de photon émis de plus de  $4 \times 10^{12}$  photons/s dans le xénon, correspondant à une efficacité globale de génération de  $5 \times 10^{-7}$ . Le développement d'une nouvelle configuration expérimentale va permettre d'utiliser ces photons pour de futures expériences résolues en temps et à très haute cadence.

## Bibliographie

- [1] Y. Zaouter, J. Bouillet, E. Mottay, and E. Cormier. Transform-limited 100  $\mu\text{J}$ , 340 MW pulses from a nonlinear-fiber chirped-pulse amplifier using a mismatched grating stretcher–compressor. *Opt. Lett.*, 33(13) :1527–1529, Jul 2008.
- [2] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann. Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 32(24) :3495–3497, Dec 2007.
- [3] Cesar Jauregui, Tino Eidam, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(4) :3258–3271, Feb 2011.
- [4] Florian Jansen, Fabian Stutzki, Hans-Jürgen Otto, Tino Eidam, Andreas Liem, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Thermally induced waveguide changes in active fibers. *Opt. Express*, 20(4) :3997–4008, Feb 2012.
- [5] Fabian Stutzki, Hans-Jürgen Otto, Florian Jansen, Christian Gaida, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. High-speed modal decomposition of mode instabilities in high-power fiber lasers. *Opt. Lett.*, 36(23) :4572–4574, Dec 2011.
- [6] Tino Eidam, Christian Wirth, Cesar Jauregui, Fabian Stutzki, Florian Jansen, Hans-Jürgen Otto, Oliver Schmidt, Thomas Schreiber, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. Experimental observations of the threshold-like onset of mode instabilities in high power fiber amplifiers. *Opt. Express*, 19(14) :13218–13224, Jul 2011.
- [7] Fabian Stutzki, Florian Jansen, Tino Eidam, Alexander Steinmetz, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation. *Opt. Lett.*, 36(5) :689–691, Mar 2011.
- [8] Fabian Stutzki, Florian Jansen, Andreas Liem, Cesar Jauregui, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. 26 mJ, 130 W Q-switched fiber-laser system with near-diffraction-limited beam quality. *Opt. Lett.*, 37(6) :1073–1075, Mar 2012.
- [9] Hans-Jürgen Otto et al. Influencing mode instabilities by dynamic excitation of fiber modes using an acousto optical deflector. Number 6, page ThA.4, 2012.
- [10] Arno Klenke, Enrico Seise, Sven Breilkopf, Stefan Demmler, Jan Rothhardt, Jens Limpert, and Andreas Tünnermann. 3mJ Coherently Combined Two Channel Femtosecond Fiber CPA Laser System. In *Lasers, Sources, and Related Photonic Devices*, page AM3A.3. Optical Society of America, 2012.

- [11] Y. Zaouter, L. Daniault, M. Hanna, D. N. Papadopoulos, F. Morin, C. Hönninger, F. Druon, E. Mot-tay, and P. Georges. Passive coherent combination of two ultrafast rod type fiber chirped pulse amplifiers. *Opt. Lett.*, 37(9) :1460–1462, May 2012.
- [12] R.F. Cregan, B.J. Mangan, J.C. Knight, T.A. Birks, P.S.J. Russell, P.J. Roberts, and D.C. Allan. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 285(5433) :1537–1539, 1999.
- [13] F. Couny, F. Benabid, and P. S. Light. Large-pitch kagome-structured hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 31(24) :3574–3576, Dec 2006.
- [14] Y. Y. Wang, N. V. Wheeler, F. Couny, P. J. Roberts, and F. Benabid. Low loss broadband transmission in hypocycloid-core kagome hollow-core photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 36(5) :669–671, Mar 2011.
- [15] B. Beaudou, F. Gerôme, Y. Y. Wang, M. Alharbi, T. D. Bradley, G. Humbert, J.-L. Auguste, J.-M. Blondy, and F. Benabid. Millijoule laser pulse delivery for spark ignition through kagome hollow-core fiber. *Opt. Lett.*, 37(9) :1430–1432, May 2012.
- [16] Y. Y. Wang, Xiang Peng, M. Alharbi, C. Fourcade Dutin, T. D. Bradley, F. Gerôme, Michael Mielke, Timothy Booth, and F. Benabid. Design and fabrication of hollow-core photonic crystal fibers for high-power ultrashort pulse transportation and pulse compression. *Opt. Lett.*, 37(15) :3111–3113, Aug 2012.
- [17] B.N. Chichkov, C. Momma, S. Nolte, F. Von Alvensleben, and A. Tünnermann. Femtosecond, picosecond and nanosecond laser ablation of solids. *Applied Physics A : Materials Science and Processing*, 63(2) :109–115, 1997.
- [18] S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tünnermann, B.N. Chichkov, B. Wellegehausen, and H. Welling. Ablation of metals by ultrashort laser pulses. *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 14(10) :2716–2722, 1997.
- [19] A. et al. Semerok. Experimental investigations of laser ablation efficiency of pure metals with femto, pico and nanosecond pulses. *Applied Surface Science*, 138-139(1-4) :311–314, 1999.
- [20] E.G. Gamaly, A.V. Rode, and B. Luther-Davies. Ultrafast ablation with high-pulse-rate lasers. Part I : Theoretical considerations. *Journal of Applied Physics*, 85(8 I) :4213–4221, 1999.
- [21] C.Y. Chien and M.C. Gupta. Pulse width effect in ultrafast laser processing of materials. *Applied Physics A : Materials Science and Processing*, 81(6) :1257–1263, 2005.
- [22] J.A. Aguilera, C. Aragon, and F. Penalba. Plasma shielding effect in laser ablation of metallic samples and its influence on libs analysis. *Applied Surface Science*, 127-129 :309–314, 1998.

- [23] A. Ancona, F. Röser, K. Rademaker, J. Limpert, S. Nolte, and A. Tünnermann. High speed laser drilling of metals using a highrepetition rate, high average power ultrafastfiber cpa system. *Opt. Express*, 16(12) :8958–8968, Jun 2008.
- [24] F. Röser, T. Eidam, J. Rothhardt, O. Schmidt, D. N. Schimpf, J. Limpert, and A. Tünnermann. Millijoule pulse energy high repetition rate femtosecond fiber chirped-pulse amplification system. *Opt. Lett.*, 32(24) :3495–3497, Dec 2007.
- [25] J. König, S. Nolte, and A. Tünnermann. Plasma evolution during metal ablation with ultrashort laser pulses. *Optics Express*, 13(26) :10597–10651, 2005.
- [26] M. et al. Ferray. Multiple-harmonic conversion of 1064 nm radiation in rare gases. *Journal of Physics B : Atomic, Molecular and Optical Physics*, 21 :31–35, Aug 1988.
- [27] A. McPherson et al. VUV fluorescence and harmonic generation with intense picosecond 248 nm KrF Radiation. *Proceedings of SPIE*, 710 :103–108, Aug 1987.
- [28] Ioachim Pupeza, Tino Eidam, Jens Rauschenberger, Birgitta Bernhardt, Akira Ozawa, Ernst Fill, Alexander Apolonski, Thomas Udem, Jens Limpert, Zeyad A. Alahmed, Abdallah M. Azzeer, Andreas Tünnermann, Theodor W. Hänsch, and Ferenc Krausz. Power scaling of a high-repetition-rate enhancement cavity. *Opt. Lett.*, 35(12) :2052–2054, Jun 2010.
- [29] A. et al.. Cingöz. Direct frequency comb spectroscopy in the extreme ultraviolet. *Nature*, 482 :68–71, Aug 2012.
- [30] O et al. Pronin. Ultrabroadband efficient intracavity XUV output coupler. *Optics Express*, 19 :10232–10240, Aug 2011.
- [31] J. et al. Boulet. High-order harmonic generation at a megahertz-level repetition rate directly driven by an ytterbium-doped-fiber chirped-pulse amplification system. *Optics Letters*, 34(9) :1489–1491, 2009.
- [32] Corkum P.B. Ivanov, M.Yu. Generation of high-order harmonics from inertially confined molecular ions. *Physical Review A*, 48 :580–590, Aug 1993.
- [33] Maxim V. Ammosov; Nikolai B. Delone; Vladimir P. Krainov. Tunneling ionization of complex atoms and atomic ions in electromagnetic field. *SPIE Proceedings*, 0664, Aug 1987.
- [34] E. Constant, D. Garzella, P. Breger, E. Mevel, Ch. Dorrer, C. Le Blanc, F. Salin, and P. Agostini. Optimizing high harmonic generation in absorbing gases : Model and experiment. *Physical Review Letters*, 82(8) :1668–1671, 1999.

- [35] P. Salières. *Propriétés de cohérence de la génération harmonique en champ laser intense*. Ph.D. Thesis, Université Paris 6, 1995.
- [36] Balcou Ph. Ivanov M.Yu. L’Huillier A. Corkum P.B. Lewenstein, M. Theory of high-harmonic generation by low-frequency laser fields. *SPIE Proceedings*, 49 :2117–2132, Aug 1994.
- [37] Crane J.K. Nguyen H. DaSilva L.B. Perry M.D. Ditmire, T. Energy-yield and conversion-efficiency measurements of high-order harmonic radiation. *Physical Review A*, 51 :902–905, 1995.
- [38] M. Schnürer, Z. Cheng, S. Sartania, M. Hentschel, G. Tempea, T. Brabec, and F. Krausz. Guiding and high-harmonic generation of sub-10-fs pulses in hollow-core fibers at 1015 w/cm<sup>2</sup>. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 67(2) :263–266, 1998.
- [39] C. Altucci, T. Starczewski, E. Mevel, C.-G. Wahlstram, B. Carre, and A. L’Huillier. Influence of atomic density in high-order harmonic generation. *Journal of the Optical Society of America B : Optical Physics*, 13(1) :148–156, 1996.
- [40] S. Kazamias, S. Daboussi, O. Guilbaud, K. Cassou, D. Ros, B. Cros, and G. Maynard. Pressure-induced phase matching in high-order harmonic generation. *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics*, 83(6), 2011.

## Chapitre 3

# Vers des impulsions plus énergétiques et plus courtes : le pompage forte brillance

Au cours des deux précédents chapitres, nous avons mis en évidence les principales limitations de la technologie fibre utilisée ainsi qu'une limite des performances lasers pour les applications étudiées. Il est en effet nécessaire de disposer de plus d'énergie en sortie de chaîne laser, à savoir une énergie voisine du millijoule mais aussi de disposer d'une durée d'impulsion plus courte, à savoir inférieure à 200 fs. A partir de la chaîne laser développée, notre axe de recherche s'est porté sur deux aspects :

- Le développement d'un amplificateur à fort gain et forte extraction d'énergie qui serait placé en sortie de l'amplificateur fibré de type "rod",
- Le développement d'un oscillateur ultracourt avec une durée inférieure à 100 fs et de forte puissance moyenne (supérieure à 1 W).

Ces deux axes de développement vont reposer autour d'un nouveau concept d'amplification appliqué aux cristaux dopés aux ions Ytterbium : le pompage forte brillance.

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Concept du pompage forte brillance</b>	<b>135</b>
3.1.1	Introduction	135
3.1.2	Le milieu à gain $Yb : CaF_2$	136
3.1.3	Concept du pompage forte brillance	137
<b>3.2</b>	<b>Développement de pompes monomodes de forte puissance moyenne émettant à 976 nm</b>	<b>140</b>
3.2.1	État de l'art des sources monomodes émettant à 976 nm	140
3.2.2	Simulations de la génération d'un rayonnement à 976 nm dans les fibres double gaines dopées Ytterbium	145
3.2.3	Architectures lasers à 976 nm réalisées	149



<b>3.3</b>	<b>Amplificateur "booster" <math>Yb : CaF_2</math> à fort gain</b>	<b>156</b>
3.3.1	Dispositif expérimental	156
3.3.2	Résultats	157
3.3.3	Bilan et discussion	161
<b>3.4</b>	<b>Oscillateur <math>Yb : CaF_2</math> ultracourt et de forte puissance moyenne.</b>	<b>162</b>
3.4.1	État de l'art des oscillateurs femtosecondes Ytterbium	162
3.4.2	Principe du verrouillage à lentille de Kerr appliqué à l' $Yb : CaF_2$	164
3.4.3	Dispositif expérimental	166
3.4.4	Résultats	169
3.4.5	Discussions et perspectives	177

---

## 3.1 Concept du pompage forte brillance

### 3.1.1 Introduction

Comme nous avons pu le voir au cours du précédent chapitre, plusieurs voies ont été envisagées ces dernières années afin de réaliser des chaînes lasers possédant les impulsions les plus courtes, les plus énergétiques et ceux-ci, à des cadences de plus en plus élevées. On évoquera notamment la recherche de matériaux toujours plus performants ou le développement de nouvelles géométries d'amplification. Dans ce contexte là, l'utilisation de pompe de très forte brillance s'avère être aussi une solution alternative et prometteuse pour générer des sources de forte puissance moyenne et ultracourtes. La figure 3.1 représente les bandes d'émission et la conductivité thermique de certains matériaux dopés Yb découverts ces 30 dernières années.

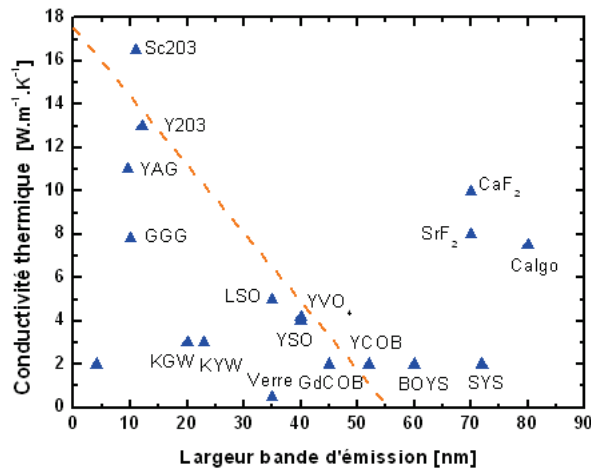


FIGURE 3.1 – Largeur de bande d'émission et conductivité thermique de différents

Afin de générer et d'amplifier des impulsions de plus en plus courtes et cela à des puissances moyennes de plus en plus élevées (plusieurs dizaines de Watts), trois matériaux semblent être très intéressants : le  $\text{CaF}_2$  et le  $\text{SrF}_2$  de la famille des fluorures et le Calgo ( $\text{CaGdAlO}_4$ ). Ces trois cristaux possèdent en effet une bande spectrale d'émission  $> 60$  nm favorable à l'obtention d'impulsions sub-100 fs ainsi qu'une très bonne conductivité thermique propice à un fonctionnement à forte puissance moyenne.

Dans le cadre de cette étude, nous nous sommes limités à l'utilisation de cristaux de  $\text{CaF}_2$  dopés aux ions Ytterbium qui d'une part, possèdent un spectre d'émission qui se superpose parfaitement au spectre des sources de pompage de forte brillance développées et d'autre part, matériau qui semble devenir le matériau actif incontournable des futurs installations lasers femtosecondes. De plus, alors que les cristaux de  $\text{SrF}_2$  et Calgo sont encore au stade de développement, les cristaux d'Yb :  $\text{CaF}_2$  sont à

présent disponibles sur le marché même si les temps d'approvisionnement sont relativement longs.

### 3.1.2 Le milieu à gain $Yb : CaF_2$

#### 3.1.2.1 Propriétés spectroscopiques

Le  $CaF_2$  fait parti de la famille de fluorures qui sont des cristaux isotropes (Figure 3.2). Les spectres d'absorption et d'émission de ces cristaux en fonction de la longueur d'onde sont représentés sur la figure (3.3).



FIGURE 3.2 – Cristal de  $Yb : CaF_2$  réalisé par le CIMAP de Caen.

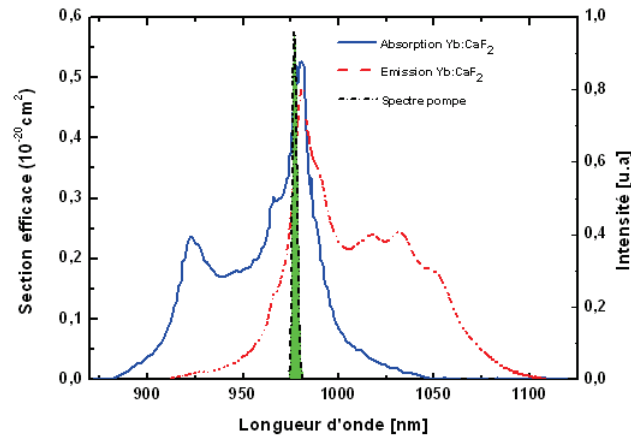


FIGURE 3.3 – Sections efficaces d'absorption (bleu) et d'émission (rouge) de l' $Yb : CaF_2$ ; en zone remplie, le spectre d'émission de la source fibrée de pompage à 976nm.

Le pic d'absorption est centré au voisinage de 978 nm avec une largeur de 4 nm alors que le spectre d'émission s'étale entre 1000 nm et 1070 nm.

L'indice de réfraction est de 1,43 et le temps de vie de l'état excité  $\tau$  est de l'ordre de 2,4 ms. Cette valeur propice d'une part au fort stockage d'énergie et au développement de sources énergétiques peut s'avérer un élément butoir quant à la réalisation d'oscillateur femtoseconde.

### 3.1.2.2 Propriétés thermomécaniques

La valeur de la conductivité thermique pour un cristal non dopé de  $CaF_2$  est de  $9,7 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$ . La valeur de cette conductivité thermique est très intéressante puisque elle est sensiblement égale à celle du YAG utilisé pour des lasers de puissance avec une valeur de  $10,7 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$  [1]. Malheureusement, la différence de masse entre les ions substitués et substituants est non négligeable et une forte chute de la conductivité thermique est attendue lors de l'insertion des ions  $Yb^{3+}$  [2]. Par exemple, la conductivité thermique chute à  $5 \text{ W.m}^{-1}.K^{-1}$  lorsque le dopage du cristal atteint 6% comme indiqué sur la figure 3.4.

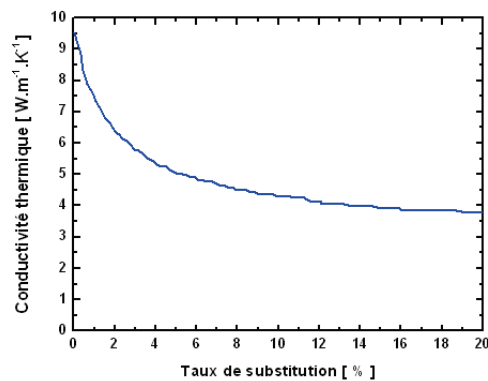


FIGURE 3.4 – Evolution théorique de la conductivité thermique en fonction du taux de dopage pour des cristaux de  $CaF_2$  d'après le modèle de R. Gaumé [3],[4]

### 3.1.3 Concept du pompage forte brillance

Afin de bien comprendre les problématiques liées à l'amplification d'impulsions dans les matériaux Ytterbium, la figure 3.5 synthétise les avantages et inconvénients des différentes architectures d'amplification.

Devant la relative faible brillance des diodes de pompage de forte puissance ( $> 10 \text{ W}$ ) à  $976 \text{ nm}$ , une première solution consiste à utiliser des cristaux de courte longueur fortement dopés. Toutefois l'utilisation de forts dopages entraînent inévitablement la création d'agrégats ainsi que de fortes charges thermiques. Ces dernières sont préjudiciables pour la qualité du faisceau à amplifier à cause du gradient thermique créé, mais peuvent aussi être préjudiciables pour la durée de vie du matériau (casse due au stress mécanique induit par la thermique). Dès lors, les technologies à disque mince ou slab sont apparues afin de limiter le dopage en privilégiant des multi-passages du signal dans le cristal. Ces techniques sont séduisantes mais difficile à mettre en oeuvre : gestion de la courbure des cristaux fins pour le thin-disk, imagerie du faisceau de pompe et du signal amplifié dans le cas du slab.

Comme évoqué lors des deux premiers chapitres, la technologie fibre est devenue très intéressante. Des

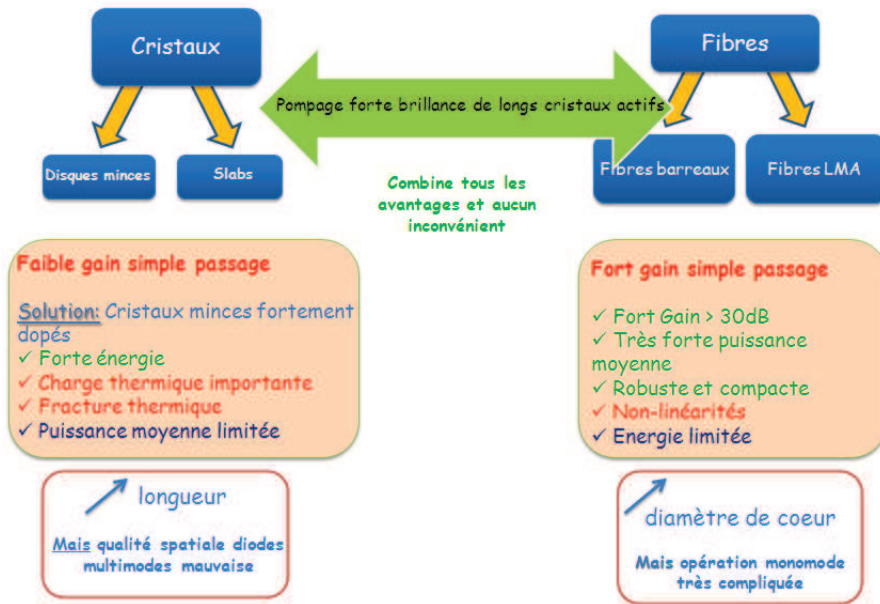


FIGURE 3.5 – Avantages et inconvénients des technologies fibres et solides. Intérêts du pompage forte brillance.

gains de 30 dB sont en effet possibles. Toutefois, la principale limitation est énergétique. Le développement des fibres LMA, ont aussi montré une limitation sur le caractère monomode.

Une solution intéressante serait l'utilisation de cristaux longs possédant un dopage réduit afin de mieux gérer les effets liés à la thermique et d'augmenter le gain linéique. Toutefois, devant la très faible qualité spatiale des diodes multi-modes, cette approche est impossible. La faible brillance des diodes de pompage ne permet pas d'obtenir une intensité de pompage suffisante sur une grande longueur afin d'obtenir une inversion de population suffisante pour réaliser du gain.

Une solution séduisante est la technologie des fibres cristallines présentée au chapitre 1 qui consiste à utiliser un cristal long faiblement dopé pour gérer la charge thermique. Pour s'affranchir de la faible brillance des diodes multimodes, la stratégie consiste à guider la pompe comme dans une fibre classique, alors que le signal lui se propage sous sa divergence naturelle. Ce concept est fort intéressant mais pour le moment n'est dédié qu'à l'Yb :YAG et possède une faible efficacité en raison du faible recouvrement entre la pompe et le signal. Une autre solution serait dans l'idéal l'utilisation de faisceaux de pompe monomode de forte puissance moyenne émettant à 976 nm et avoir un recouvrement parfait entre pompe et signal, le problème majeur étant bien entendu le développement de ces pompes. En parallèle du développement de sources femtosecondes au sein du groupe, une activité liée à la réalisation de sources monomodes de forte puissance moyenne émettant à 976 nm est née au CELIA autour des fibres "rod" en 2008. Ce travail a entre autre permis le développement d'une source de 94 W avec un  $M^2$  inférieur à 1,3 soit une brillance de  $3000 \text{ MW.cm}^2.\text{sr}$ . A noter que la brillance d'une source est définie par la relation suivante :

$$B = \frac{P}{S\Omega} \quad (3.1)$$

où  $P$  est la puissance laser,  $S$  la surface d'émission et  $\Omega$  l'angle solide d'ouverture de la source.

La figure 3.6 représente la brillance des sources de pompage en fonction de la puissance de pompe. Comme nous le verrons par la suite, j'ai été amené durant ma thèse à réaliser différents types de sources émettant à 976 nm. Les différentes configurations présentées et réalisées au cours de cette thèse sont représentées en rouge. On constate que la configuration laser à 94 W citée précédemment, possède une brillance de plus de deux ordres de grandeurs par rapport aux dernières diodes multimodes commercialisées qui délivre une puissance de 140 W sur une fibre de  $106,5 \mu\text{m}$  avec une ouverture numérique de 0,22 (Diode JDSU ST Series).

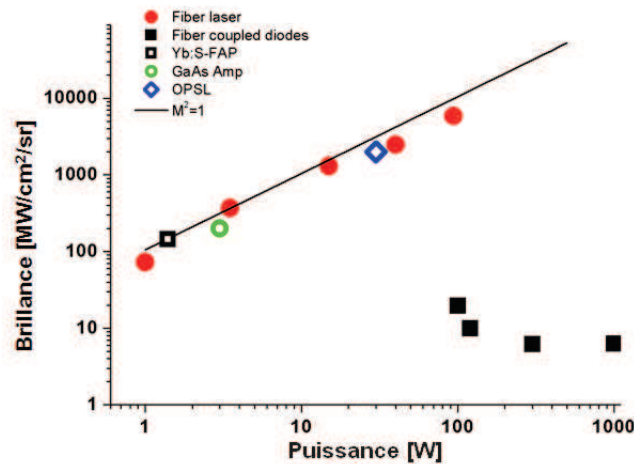


FIGURE 3.6 – État de l'art de la brillance des sources émettant à 976 nm en fonction de la puissance disponible.

Il est en effet important de préciser que depuis peu de temps, les fabricants de diode de pompage ne se consacrent plus qu'à augmenter le facteur de puissance, mais également à augmenter le facteur de la brillance.

Les sources monomodes ainsi développées laissent donc entrevoir la possibilité d'utiliser des cristaux longs faiblement dopés pour réaliser des boosters de forte puissance moyenne. C'est donc un concept similaire à celui des fibres cristallines évoqué au cours du chapitre 1, mais qui diffère dans le sens où ni la pompe, ni le signal ne sont guidés. Il suffit juste d'assurer un bon recouvrement spatial (Figure 3.7).

Ce concept reste cependant différent de l'amplification conventionnelle dans des barreaux (de quelques centimètres) car il conserve l'avantage des fibres optiques où les effets thermiques sont répartis sur de très grandes longueurs. Ce concept est très bien adapté à la haute cadence  $> 100 \text{ kHz}$  inhérente aux systèmes fibrés.

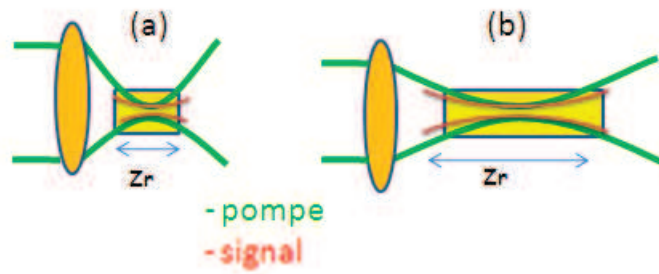


FIGURE 3.7 – Principe du pompage forte brillance de matériaux dopés Yb de grande longueur faiblement dopés. A gauche : pompage conventionnel. A droite, pompage avec une source de forte brillance.

## 3.2 Développement de pompes monomodes de forte puissance moyenne émettant à 976 nm

Dans cette section, nous allons aborder les aspects fondamentaux pour obtenir une émission efficace et de forte puissance moyenne à 976 nm en utilisant des fibres dopées Ytterbium. Il s'en suivra une présentation des différentes configurations réalisées afin de disposer de sources adaptées au pompage des matériaux Ytterbium : compacité, source polarisée, bande spectrale d'émission, stabilité spectrale... En parallèle à ce développement, il nous est apparu opportun de développer des sources impulsives de fortes intensités à 976 nm pour de la conversion de fréquence à 488 nm. Ces travaux qui ont été réalisés en parallèle de mes développements de sources émettant à 1030 nm ont donné lieu à la réalisation de deux oscillateurs de fortes énergies avec deux méthodes de blocage de modes différentes : la rotation de polarisation non-linéaire et le SESAM. A la suite de ça, une source de 20 W à 488 nm dans le régime picoseconde a été réalisée grâce au doublement en fréquence d'une architecture MOPA où l'amplificateur opérait en régime de compression spectrale. Tous ces travaux sont consignés en Annexe 2 et 3.

### 3.2.1 État de l'art des sources monomodes émettant à 976 nm

#### 3.2.1.1 Laser solide titane saphir

Lorsqu'on pense à une longueur d'onde située entre 750 nm et 1 000 nm, on peut légitimement penser au laser Ti :saphir (Figure 3.8). Il peut émettre une puissance supérieure à 4 W à 976 nm avec un faisceau monomode transverse (Laser commercial de Coherent ou encore Spectra-Physics). Toutefois comme évoqué en introduction et au cours du premier chapitre, le Ti :saphir pour ces sources qui de plus sont en continues n'est pas le matériau par prédilection pour de forte puissance moyenne : défaut quantique important, nécessité de sources de pompages de très fortes puissances moyenne. Les inconvénients de ce système pour cette application sont de tous ordres : fort encombrement, faible efficacité, consommation énergétique élevée, refroidissement par eau voir cryogénie, maintenance.

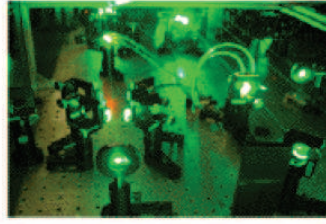


FIGURE 3.8 – Laser de saphir dopés aux ions titane.

### 3.2.1.2 Diodes laser

Grâce au développement des télécommunications et des fibres amplificatrices dopées aux ions Erbium, les diodes lasers n'ont pas seulement évoluées vers les diodes de très forte puissance et de faible brillance, mais aussi vers des diodes "quasi-monomode" délivrant une puissance de quelques Watts. Ainsi Fiebig et al. [5] ont pu utiliser une diode laser possédant à une puissance de 1 W, un facteur de qualité  $M_y^2$  dans le plan vertical de 1,6 et de 3 dans le plan horizontal ( $M_x^2$ ). Facteur de qualité horizontal qui atteint la valeur de 14 pour une puissance maximale de 14 W.  $M_x^2$  reste stable durant la montée en puissance. Cette diode laser très fine spectralement a aussi permis de générer 1 W de puissance à 490 nm en utilisant la conversion de fréquence dans un cristal de PPLN.

### 3.2.1.3 OPSL

Une technologie séduisante est celle des semi-conducteurs lasers pompés optiquement (OPSL pour Optical Pumped Semiconductor Laser). La première source fut développée dans les années 1996 par Sandusky et al. [6]. Cette structure optique généralement fabriquée par épitaxie est réalisée de la manière suivante (Figure 3.9) :

un miroir de Bragg (hautement réfléchissant à la longueur d'onde laser, et à la longueur d'onde de pompe) est déposé sur un substrat. On accole à ce miroir une zone active constituée d'un empilement de couches semi-conductrices réalisant les fonctions de barrières et de puits quantiques. Un traitement antireflet est déposé sur la surface de la structure émettrice ainsi obtenue; on utilise alors une cavité externe pour obtenir l'oscillation. Les photons de pompe sont absorbés dans les barrières, les électrons libres ainsi générés migrent dans les puits où ils se recombinent émettant des photons. Les trois principaux avantages de cette technologie sont :

- la flexibilité en longueur d'onde liée à l'utilisation de puits quantiques (longueur d'onde définie par le dimensionnement du puits),
- la possibilité d'émettre avec un profil spatial gaussien  $TEM_{00}$  du fait de la cavité externe,
- l'augmentation en puissance facilitée grâce aux avantages de la structure équivalente à un disque mince (faible épaisseur permettant un meilleur refroidissement, mais aussi l'utilisation de diodes de pompe de forte puissance, mais possédant une mauvaise qualité spatiale de faisceau).



La compagnie Coherent est l'entreprise leader mondiale sur cette technologie. En 2004, ils publient un système OPSL délivrant 30 W à 976 nm en utilisant une pompe de 80 W à 808 nm. Ce système possède une brillance record de  $2000 \text{ MW/cm}^2/\text{sr}$ .

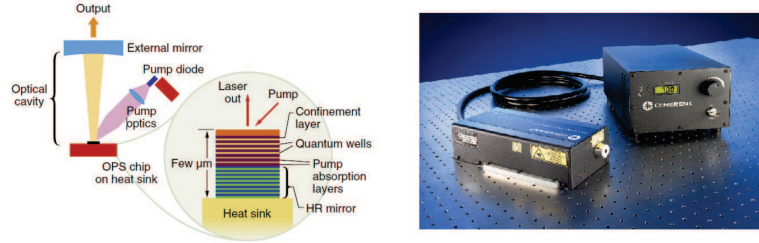


FIGURE 3.9 – OPSL Coherent de 30 W de puissance.

#### 3.2.1.4 Lasers à base de matériaux Yb

Les matériaux dopés aux ions Ytterbium sont la plupart du temps utilisés pour réaliser des sources à 1030 nm en utilisant des pompes à 915 nm ou à 976 nm. Ils peuvent aussi sous certaines conditions émettre à 976 nm. Dans ce cas là, la notion de transparence laser devient une notion fondamentale. De nombreuses études ont été réalisées sur l'opération trois niveaux des cristaux dopés Ytterbium [7], [8], [9]. Dans ce qui suit nous allons développer ce point particulier du fonctionnement des matériaux dopés Ytterbium au cas des fibres silice.

#### 3.2.1.5 Lasers à fibres LMA dopées Yb

Nous allons à présent développer dans ce paragraphe quelques éléments théoriques sur le fonctionnement trois niveaux des lasers à fibres dopés  $\text{Yb}^{3+}$ . Ceci afin de comprendre pourquoi la technologie des premières fibres double gaines n'a pas permis une augmentation significative de la puissance émise à 976 nm et quel est l'intérêt des fibres à large aire modale et plus précisément des fibres barreaux, pour l'obtention de très fortes puissances moyennes à 976 nm.

**Inversion de population et intensité de pompage à la transparence** La figure 3.10 représente la structure trois niveaux d'un ion  $\text{Yb}^{3+}$  dans une matrice de silice. On constate que l'émission laser à 977 nm correspond à une transition entre le niveau bas de l'état excité  $^2F_{5/2}$  et du niveau bas de l'état fondamental  $^2F_{7/2}$  alors que l'absorption de la pompe à 915 nm correspond à une transition entre le niveau bas de l'état fondamental  $^2F_{7/2}$  avec le niveau haut de la transition de l'état excité  $^2F_{5/2}$ . Cependant, la large section efficace d'émission à 977 nm est presque égale à la section efficace d'absorption à la même longueur d'onde, à savoir  $\sigma_a = \sigma_e = 2.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . La probabilité du nombre de photons émis est la même que celle du nombre de photons réabsorbés.

L'intensité de pompage nécessaire pour obtenir du gain est donnée par :

$$I_{Ptransp}^{977} = \frac{h\nu_p}{\left(\frac{\sigma_{aP}\sigma_{eL}}{\sigma_{aL}} - \sigma_{eP}\right) \tau_{fluor}} \quad (3.2)$$

où  $h$  est la constante de Planck,  $\nu_p$  la fréquence de la pompe,  $\tau_{fluor}$  le temps de vie de fluorescence,  $\sigma_{eL}$ ,  $\sigma_{aL}$ ,  $\sigma_{eP}$  et  $\sigma_{aP}$  sont les sections efficaces d'émission et d'absorption respectivement pour le signal et la pompe.

Si l'on considère un pompage à 915 nm, un temps de vie de fluorescence de 0,9 ms et la valeur des sections efficaces telles que  $\sigma_{eL} = \sigma_{aL} = 2.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ ,  $\sigma_{eP} = 5.3 \times 10^{-22} \text{ cm}^2$  et  $\sigma_{aP} = 0.8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ , on trouve une inversion de population de 50% et une intensité de pompage de  $30 \text{ kW.cm}^{-2}$ . Ces fortes valeurs ont plusieurs conséquences :

- La forte intensité de pompage nécessaire à obtenir la transparence nécessite une très forte puissance de pompe. Pour un diamètre de gaine classique de  $200 \mu\text{m}$ , la puissance de transparence est voisine de 10 W.
- Pour une puissance de pompe donnée, la seule solution pour obtenir l'intensité de transparence nécessaire est d'utiliser une fibre ayant un petit diamètre de gaine de pompe. Toutefois ce paramètre n'est pas flexible et dépend directement de la brillance et du diamètre de la fibre de pompe.
- Il est nécessaire de conserver une intensité de pompe supérieure à la transparence jusqu'à la fin de la fibre pour éviter que les derniers centimètres de la fibre ne deviennent absorbants.

**Compétition entre le gain à 977 nm et le gain à 1030 nm** Nous venons de voir les paramètres optimaux pour permettre une génération à 976 nm. Il ne faut cependant pas oublier que s'il y a émission à 976 nm, il y aura inévitablement une émission aussi à 1030 nm. Il convient donc maintenant d'inverser la dynamique et de favoriser l'émission à 977 nm. Pour quantifier la compétition entre le gain 977 nm et le gain à 1030 nm pour une fibre double gaine, nous pouvons utiliser l'équation proposée par Nilsson [10] :

$$G_{1030}[dB] = 0,25.G_{977}[dB] + 0,72\gamma_R\alpha_p[dB] \quad (3.3)$$

où  $G_{1030}$ ,  $G_{976}$  et  $\alpha_p$  sont respectivement le gain à 977 nm, le gain à 1030 nm et l'absorption totale de la pompe par la fibre utilisée (en dB) et  $\gamma_R$  le ratio entre l'aire de la gaine et du coeur.

On peut dès lors voir que pour les fibres double gaines développées pour la forte puissance moyenne, il existe une très forte valeur de  $\gamma_R$  (Tableau 3.4). Une fibre très répandue, à savoir la Nufern 15/200, possède un  $\gamma_R$  de plus de 175. Ainsi, si on laisse de côté le gain à 976 nm, pour chaque dB de pompe absorbé, le gain à 1030 nm augmente de 130 dB. Dès lors, l'ASE autour du 1030 nm sera prédominant sur l'amplification à 976 nm. Il est dès lors impossible de réaliser une source de forte puissance à 976 nm avec ce type de fibre. A l'inverse, si l'on utilise une fibre barreau, on a une valeur de  $\gamma_R$  de l'ordre de 8 et pour chaque dB de pompe absorbé, on aura un gain à 1030 nm de seulement 5,5 dB. Valeur relativement

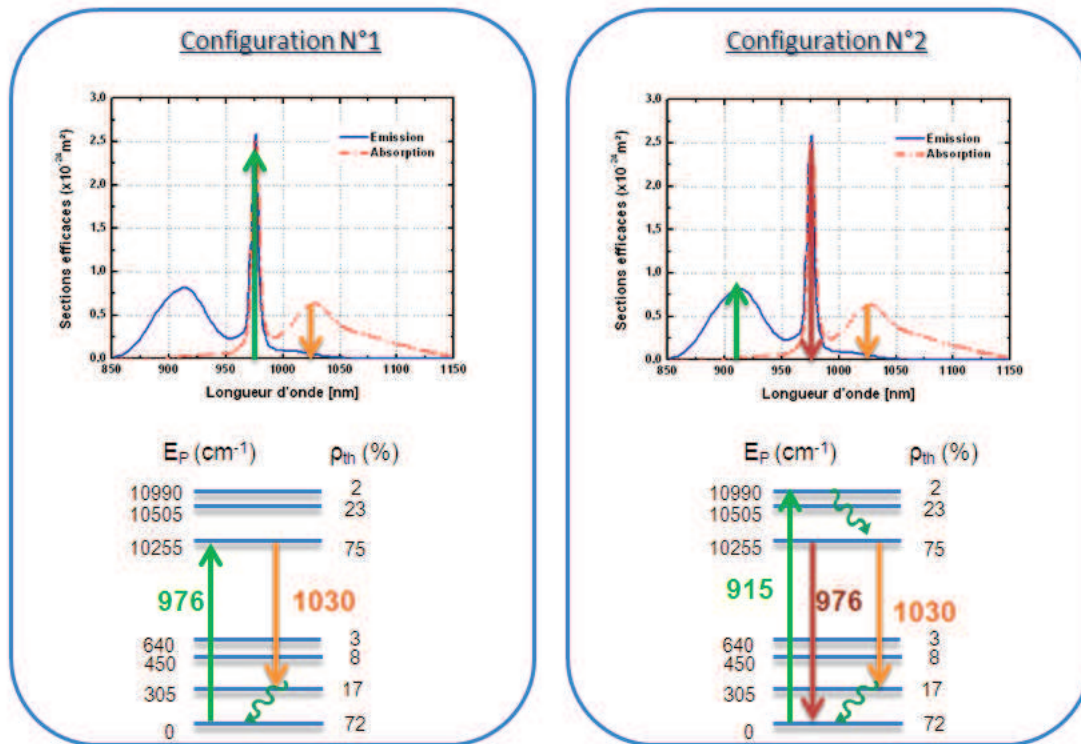


FIGURE 3.10 – Principe de fonctionnement d'une fibre dopée Yb en régime trois et quasi-trois niveaux.

faible qu'il est facile à supprimer en utilisant des miroirs dichroïques pour introduire des pertes. Il faut préciser aussi que si l'on souhaite être efficace, il faudra une absorption efficace de la pompe ce qui se traduit par une augmentation du rapport  $\alpha_p \gamma_R$ . Comme évoqué par Nilsson et al.[11], il est relativement aisé de filtrer un gain de 50 dB par l'ajout de filtre intra-cavité. Afin de pouvoir inverser la dynamique et permettre une génération efficace à 976 nm, il faudra donc une absorption totale de la pompe inférieure à 10 dB. Par "efficacité", il faut non pas entendre efficacité en terme de puissance de pompe par rapport à la puissance laser de sortie, mais efficacité en terme d'extinction par rapport au rayonnement à 1030 nm. Dans notre cas, le rod développé possède une absorption de 7 dB à 915 nm.

La fibre barreau développée s'avère donc être la fibre double gaine idéale pour une montée en puissance du rayonnement à 976 nm.

Fibre	Diamètre du coeur [ $\mu m$ ]	Diamètre de la gaine [ $\mu m$ ]	$\gamma_R$
Standard SMF	6	100	277
Nufern 15 $\mu m$	15	200	177
NKT 40/200	29	200	47
NKT 80/200	70	200	8

TABLE 3.1 – Valeurs du ratio  $\gamma_R$  pour différentes fibres double gaines commercialisées.

### 3.2.2 Simulations de la génération d'un rayonnement à 976 nm dans les fibres double gaines dopées Ytterbium

#### 3.2.2.1 Effet de longueur de fibre

Nous venons de voir que l'émission à 976 nm dans une fibre double gaines dépend essentiellement du produit  $\alpha_P \cdot \gamma_R$  de la fibre. Afin de bien se rendre compte de l'importance de ces deux paramètres, nous avons simulé l'effet de la longueur de fibre (ce qui implique une modification de l'absorption totale de la pompe) sur la génération à 976 nm à comparer avec l'émission à 1030 nm. La fibre dopée est pompée par une diode multimodes émettant à 915 nm que d'un seul côté. Nous prenons comme paramètres les valeurs suivantes :

- Longueur d'onde pompe  $\lambda_p = 915$  nm,
- Puissance de pompe 200 W,
- Bande spectrale de l'ASE 960-1100 nm,
- Diamètre zone dopée : 70  $\mu\text{m}$ ,
- Diamètre de la gaine de pompe : 200  $\mu\text{m}$ ,
- Dopage du coeur :  $2.8 \times 10^{25}$  ions. $\text{m}^{-3}$ , ce qui correspond à une absorption de l'ordre de 10 dB/m pour une pompe à 915 nm.
- Longueur de la fibre : 0,5 m, 1 m et 2 m.

Les figures 3.11, 3.12 et 3.13 représentent d'une part, l'évolution spectrale de l'ASE co-propageant et contra-propageant (figures à gauche) et d'autre part, l'évolution de la puissance de pompe ainsi que de l'ASE et l'évolution de l'inversion de population le long de la fibre. Ceci est réalisé pour 3 longueurs de fibres différentes : 0,5 m, 1 m et 2 m.

Dans le cas d'une fibre d'une longueur de 50 cm (Figure 3.11) le produit  $\alpha_p \gamma_R$  est égale à 40 dB ce qui est relativement faible. On voit que l'émission à 976 nm est très favorable par rapport à une émission à 1030 nm puisque nous avons un contraste (ratio des amplitudes émises entre les composantes spectrales à 976 nm et à 1030 nm) de 55 dB. En revanche, en raison de la faible longueur d'interaction qui se traduit par une faible absorption de la pompe, le rendement de conversion 915 nm / 976 nm est très faible. Pour 200 W de pompe injectée, 150 W de pompe ne sont pas absorbée et seulement 30 W d'ASE (co-propageant+contra-propageant) sont émis. Il convient donc d'augmenter la longueur de fibre.

Pour une fibre de 1 m de longueur (Figure 3.12), le produit  $\alpha_p \gamma_r$  vaut désormais 80 dB. Le contraste ASE 976 nm / 1030 nm diminue légèrement pour atteindre 45 dB. Cette fois-ci 125 W de pompe sont absorbés et 80 W d'ASE sont émis.

Nous poursuivons l'augmentation de la longueur de fibre pour atteindre 2 m (Figure 3.13). Dans ce cas là, la dynamique est totalement inversée. La proportion ASE 976 nm et ASE à 1030 nm est sensiblement égale. Presque toute la puissance de pompe a été absorbée puisqu'il ne reste plus que 10 W de pompe non absorbée ce qui permet d'obtenir 120 W d'ASE au total. Dans ce cas là, le rendement en puissance de

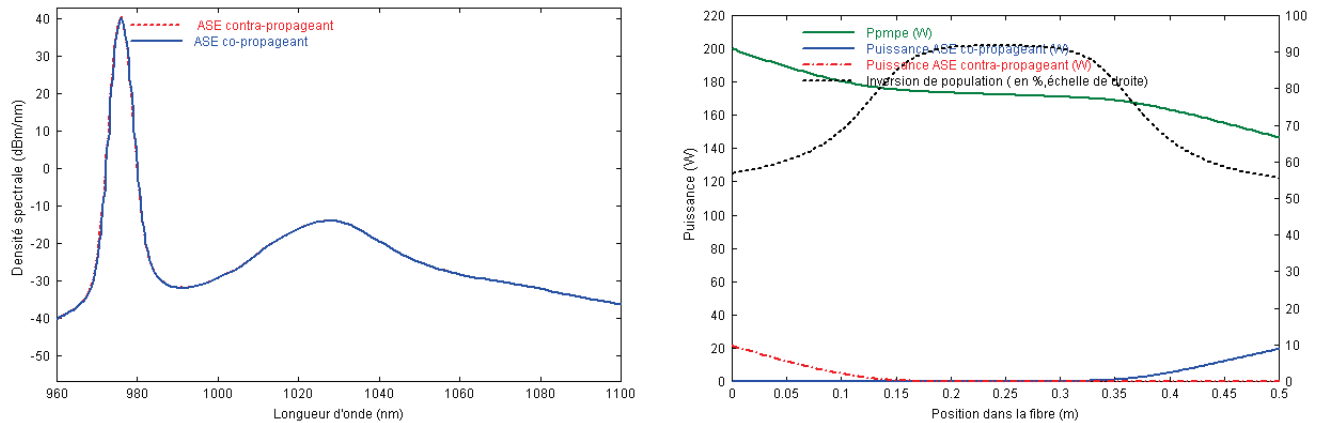


FIGURE 3.11 – A gauche : Spectre de l'ASE co-propageant et contra-propageant. A droite : Evolution de la puissance de pompe, de la puissance de l'ASE co-propageant et contra-propageant et de l'inversion de population le long de la fibre (longueur de fibre de 0,5 m).

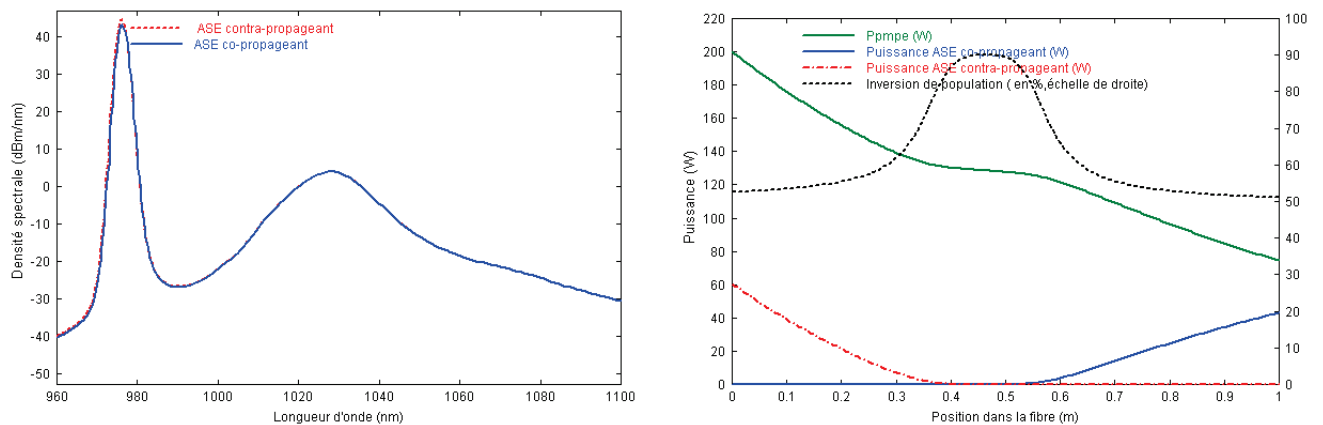


FIGURE 3.12 – A gauche : Spectre de l'ASE co-propageant et contra-propageant. A droite : Évolution de la puissance de pompe, de la puissance de l'ASE co-propageant et contra-propageant et de l'inversion de population le long de la fibre (longueur de fibre de 1 m).

l'amplificateur est maximisé mais pas le contraste. Puisque toute la puissance de pompe est absorbée, les derniers centimètres de la fibre ne permettent pas d'atteindre l'inversion de population de transparence à 976 nm qui est de 55 %. Dès lors, seul l'émission à 1030 nm peut avoir lieu ce qui inverse la dynamique globale de la fibre puisque le gain intrinsèque à 1030 nm est plus important qu'à 976 nm.

Au sein du laboratoire nous disposons de puissance de pompe à 915 nm autour de 200 W. Les fibres barreaux de longueur comprise entre 1 m et 1,2 m que nous avons s'avèrent être le compromis optimal afin de posséder un très bon contraste par rapport à l'émission à 1030 nm et un bon rendement entre la puissance de pompe à 915 nm et la puissance émise à 976 nm.

Un point intéressant à souligner est l'effet de la qualité de surface des faces. L'émission à 976 nm à la vue de ces courbes semble aisée, mais la moindre imperfection sur la surface (légère rayure au polissage)

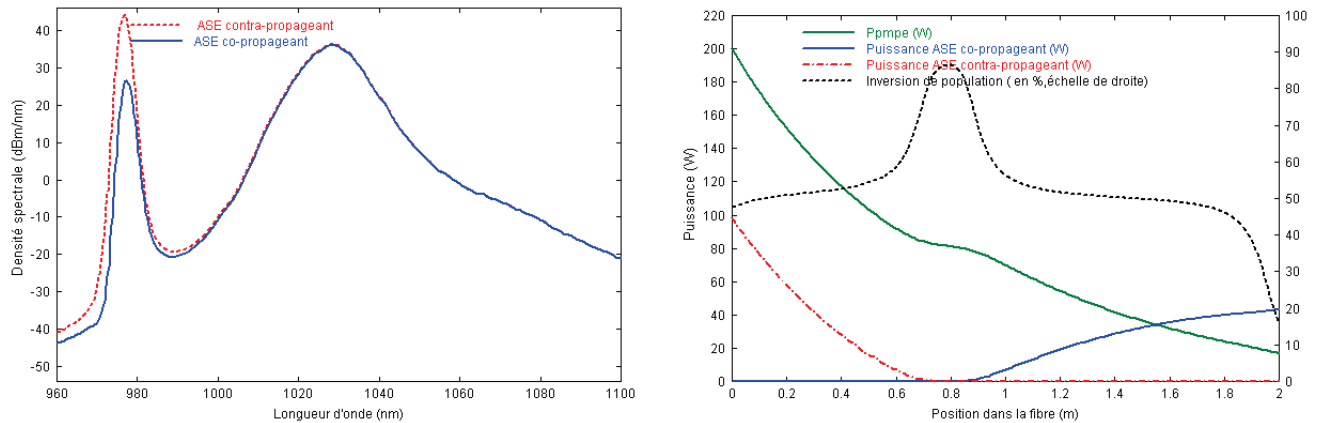


FIGURE 3.13 – A gauche : Spectre de l'ASE co-propageant et contra-propageant. A droite : Évolution de la puissance de pompe, de la puissance de l'ASE co-propageant et contra-propageant et de l'inversion de population le long de la fibre (longueur de fibre de 2 m).

permet de déséquilibrer l'émission et d'émettre à 1030 nm comme nous le verrons expérimentalement par la suite.

### 3.2.2.2 Effet de la puissance de pompe

Intéressons nous à présent à l'effet de la puissance de pompe. Nous venons de voir que pour une forte intensité de pompage de  $640 \text{ kW.cm}^{-2}$  pour une puissance de pompe de 200 W et pour une fibre de 1,2 m de long, le contraste est supérieur à 30 dB et la puissance émise à 976 nm est supérieure à 80 W. Il est toutefois intéressant de savoir si pour des puissances de pompe plus faibles, le contraste 976 nm / 1030 nm est toujours aussi important. Pour cela, nous gardons les mêmes paramètres que ceux utilisés précédemment. On travaille avec une longueur de fibre fixe de 1,2 m et ce sont les puissances de pompe qui vont varier entre 10 W et 200 W (Figures 3.14).

Nous avons vu en introduction que l'intensité de transparence pour émettre à 976 nm est de  $30 \text{ kW.cm}^{-2}$  ce qui correspond pour le rod à une puissance de pompe de 18 W. Ainsi, pour les puissances de 10 W et 15 W, l'inversion de transparence de 55 % n'est pas atteinte, ce qui se traduit sur le spectre par une domination du 1030 nm sur le 976 nm (contraste négatif). A partir de 20 W, l'intensité de transparence commence à devenir suffisante et on constate les mêmes niveaux de puissance entre les deux longueurs d'ondes.

Pour une puissance de 30 W, la transparence est atteinte sur l'ensemble de la fibre, le contraste 976 nm/1030 nm est de 15 à 20 dB. Pour 22 W de pompe absorbée seulement 5 W à 976 nm sont émis.

Pour toutes les puissances supérieures, l'inversion de population est saturée sur toute la longueur de la fibre. La puissance de pompe supplémentaire absorbée est directement convertie en rayonnement à 976 nm (au défaut quantique prêt). Le contraste passe de 15-20 dB pour 30 W de pompe à 20-25 dB à 40 W

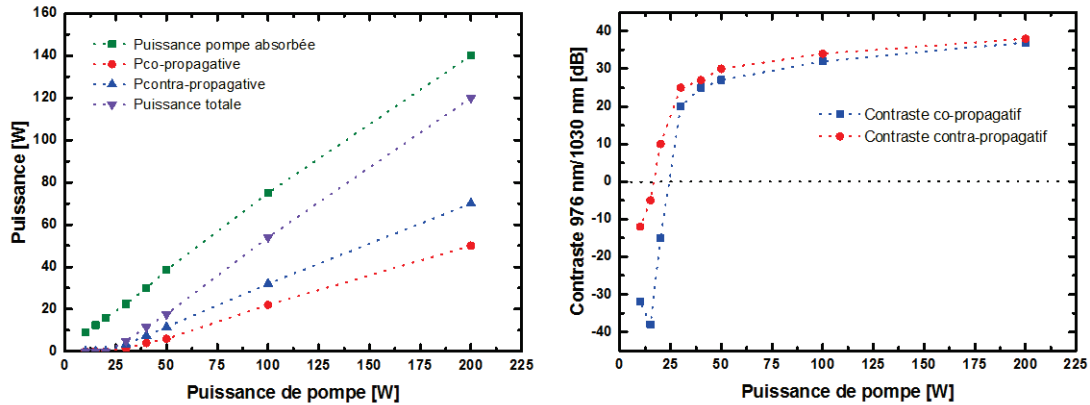


FIGURE 3.14 – Évolution de la puissance de pompe non-absorbée et des puissances émises à 976 nm en fonction de la puissance de pompe à 915 nm (A gauche). Evolution du contraste 976 nm/1030 nm en fonction de la puissance de pompe à 915 nm (A droite)

pour atteindre 35 dB à 200 W de pompe.

On constate aussi qu'il existe une différence entre l'ASE co-propageant et contra-propageant. Cette différence relativement prononcée à basse puissance diminue à haute puissance. Ceci provient du fait que la transparence est d'abord atteinte côté pompe. L'ASE contra-propagatif aura donc plus de gain comparativement à l'ASE co-propagatif. Plus la puissance de pompe augmente, plus celle-ci sature tout le long de la fibre. L'inversion maximale de la population se retrouve donc au milieu de la fibre, l'équilibre co-propagatif et contra-propagatif est rétabli.

### 3.2.2.3 Réinjection de la pompe et de l'ASE co-propageant

Nous venons de voir l'impact de la puissance de pompe sur le contraste à 976 nm. Il convient toutefois d'essayer d'augmenter ce rendement en puissance tout en conservant un contraste de l'ordre de 30 dB. On réinjecte alors la puissance de pompe non absorbée. La fibre barreau a toujours une longueur de 1,2 m et on utilise une puissance de pompe de 200 W. On fait l'hypothèse que seulement 80 % de la puissance non absorbée est correctement re-couplée dans la gaine (Figure 3.15).

Dans la configuration où on ne recycle pas la pompe, 120 W à 976 nm ont été générés. Dans le cas de la réinjection, la pompe totale non absorbée sur un aller-retour est de 15 W. On obtient alors une puissance de 150 W à 976 nm. Le contraste quant à lui reste sensiblement le même.

A noter que l'ASE sort des deux côtés et qu'il serait bien d'avoir toute la puissance dans le même faisceau. Pour cela, en plus de réinjecter la pompe, on réinjecte l'ASE co-propageant avec la pompe (Figure 3.16).

Dans ce cas, la dynamique est complètement inversée. L'extinction de 30 dB n'est pas suffisante pour empêcher l'émission à 1030 nm sur le retour en raison du très fort gain à 1030 nm. Il faudrait insérer dans le modèle un filtre permettant d'insérer des pertes sur la partie à 1030 nm qui est réinjectée, mais le

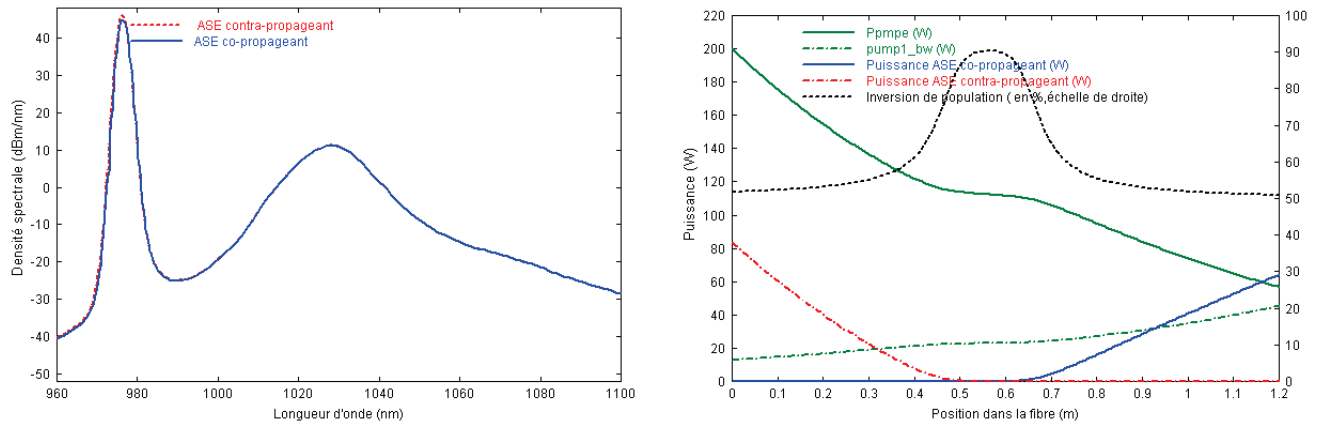


FIGURE 3.15 – Effet de la réinjection de la pompe non-absorbée.

modèle ne le permet pas. Le gain à 1030 nm est plus important qu'à 976 nm, on voit clairement qu'il faut supprimer le moindre "photon" à 1030 nm avec une dynamique supérieure à 60 dB. L'insertion d'un filtre avec une dynamique de 30 dB soit 60 dB au total sur le signal réinjecté devrait toutefois être suffisant.

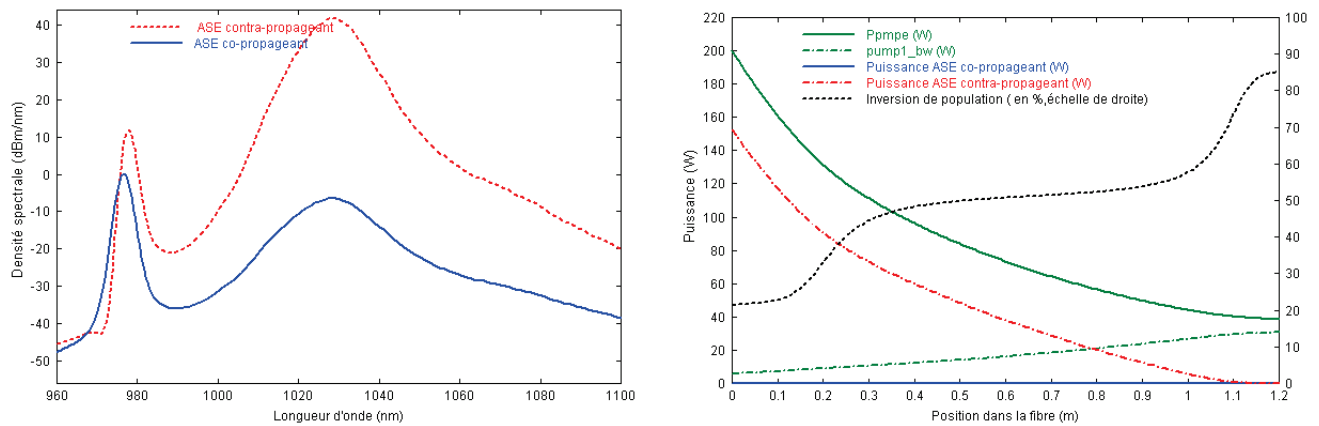


FIGURE 3.16 – Effet de la réinjection de l'ASE co-propageant et de la pompe non-absorbée.

### 3.2.3 Architectures lasers à 976 nm réalisées

#### 3.2.3.1 Configuration laser haute puissance

La configuration permettant de sortir le plus de puissance avec une seule fibre barreau est la configuration en cavité laser avec réinjection de la puissance de pompe non-absorbée. Cette configuration est similaire au cas réinjection de la pompe non absorbée et de l'ASE co-propageant vue précédemment. Cette expérience a été réalisée par Yohan Boulet, post-doctorant au sein du CELIA [12].



**Dispositif expérimental** La source laser de haute puissance émettant à 976 nm est représentée sur la figure 3.17.

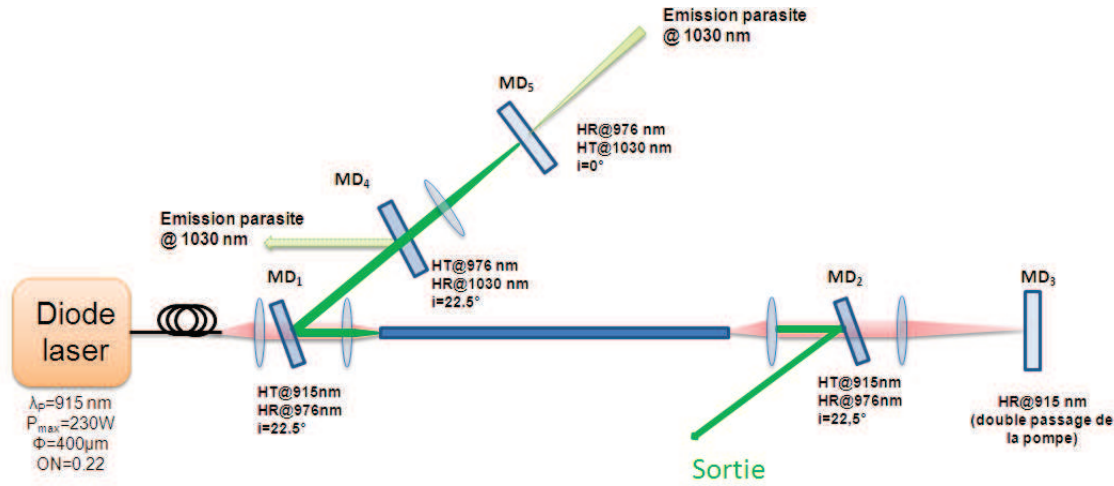


FIGURE 3.17 – Dispositif expérimental source 976 nm haute puissance en cavité laser.

La fibre barreau de 1,2 m de long est pompée à travers un miroir dichroïque ( $MD_1$ ) (HR à 976 nm et HT à 915 nm) à l’aide d’un module de diode de pompe fibré (fibre de 400  $\mu m$  de diamètre et ouverture numérique de 0,22) délivrant 230 W à une longueur d’onde de 915 nm. Pour créer la cavité laser, la face de sortie est polie à angle droit alors que la face côté pompe est polie à 8°. La face polie à angle droit agit donc comme un coupleur ayant une réflectivité de 4% due à la réflexion de Fresnel. Le miroir de fond de cavité est le miroir M5. En raison de la compétition entre le gain à 1030 nm et 976 nm, un miroir dichroïque  $MD_4$  est inséré. Il possède une très haute réflectivité à 1030 nm permettant ainsi d’introduire 30 dB de perte sur la partie de l’ASE à 1030 nm. Toutefois ce dichroïque ne suffisait pas, on a donc décidé de remplacer le miroir de sortie à 0° par un miroir dichroïque ( $MD_6$ ) de forte réflectivité à 976 nm et de forte transmission à 1030 nm. Ainsi plus de 60 dB de pertes à 1030 nm sont introduits. Pour maximiser le rendement en puissance, le miroir de sortie ( $MD_2$ ) est un miroir dichroïque qui permet de séparer le rayonnement à 915 nm (la pompe) du rayonnement laser à 976 nm. Un dispositif d’imagerie constitué d’une lentille et d’un miroir 0° ayant un maximum de réflectivité à 915 nm permet de réinjecter la pompe non absorbée dans la gaine.

**Résultats** La courbe de puissance de l’émission laser obtenue est représentée sur la figure (3.18).

Comme évoqué dans les simulations, on constate que le seuil est atteint pour 18 W de pompe à 915 nm. Au maximum de la puissance de pompe (230 W), le laser émet une puissance de 94 W, ce qui représente une efficacité de 48 %. Cette relative faible efficacité peut être en partie expliquée par une pompe mal couplée :

- les faces des fibres ne possèdent pas de traitement antireflet,

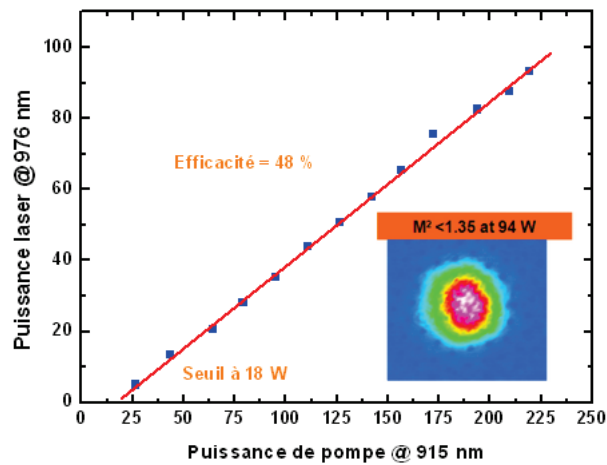


FIGURE 3.18 – Puissance émise à 976 nm en fonction de la puissance de pompe. En insert, la qualité spatiale à puissance maximale.

- la pompe utilisée est une pompe de  $400 \mu\text{m}$  :
  - même si l'étendue géométrique est conservée, la diode de pompe est moins efficace qu'une diode de pompe avec une fibre de  $200 \mu\text{m}$  ayant une ouverture de 0,22.
  - l'air-clad possède une géométrie circulaire. Comme nous avons vu en introduction c'est la géométrie la moins efficace. La brillance de la pompe utilisée est donc un critère capital.

En insert de la courbe de puissance, la qualité du mode en champ proche à pleine puissance est représentée. La valeur du facteur de qualité est de 1,35. Les figures 3.19 et B.16 représentent respectivement le spectre de sortie à puissance maximale en échelle linéaire et le contraste entre le rayonnement à 976 nm et le rayonnement à 1030 nm. On peut ainsi voir que le spectre émis comprend plusieurs raies lasers situées dans l'enveloppe de l'ASE (courbe bleue). L'inconvénient majeur est que la position de ces raies fluctue au cours du temps. Le contraste quant à lui est supérieur à 30 dB, ce qui est fidèle à nos simulations.

**Discussions** Cette configuration permet d'obtenir de très bonnes performances en terme de performances laser. Toutefois, dans le cas où cette source serait utilisée comme source de pompage de matériaux dopés Ytterbium, le signal amplifié fluctuerait beaucoup en raison de la dynamique chaotique de l'émission spectrale. Les matériaux dopés Ytterbium ont une bande d'absorption relativement étroite autour de 976 nm. De plus, en raison de la relative forte puissance de pompe non-absorbée après un aller-retour, nous nous sommes rendus compte quelques temps plus tard que les "stacks" (émetteurs) centraux de la diode de pompe étaient détruits... Tous les développements ultérieurs se sont donc faits sans recyclage de pompe! Une solution serait d'utiliser une puissance de pompe construite par un combineur de pompe non pas  $N \rightarrow 1$  mais  $N + 1 \rightarrow 1$  où la fibre centrale qui n'est pas reliée à une diode serait la fibre qui

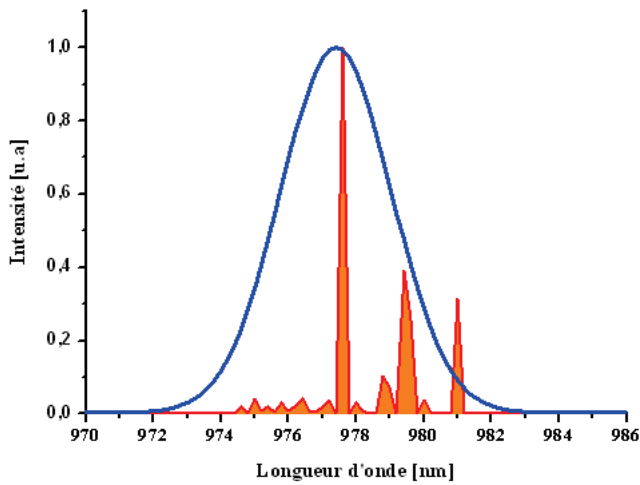


FIGURE 3.19 – Spectre de la source laser émettant à 976 nm.

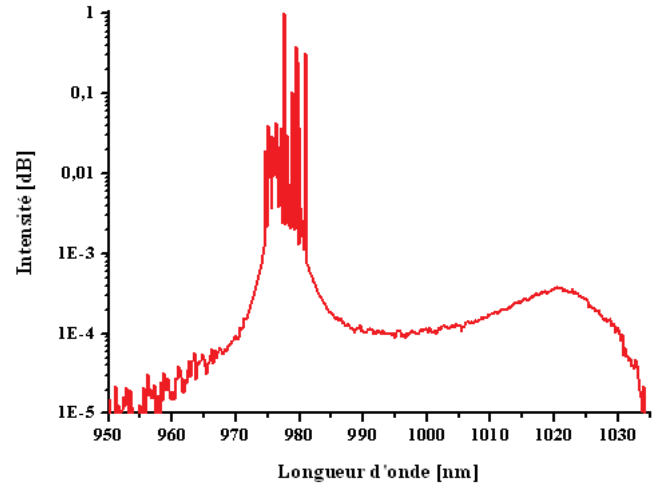


FIGURE 3.20 – Contraste entre l'émission à 976 nm et 1030 nm.

collecterait la puissance de pompe non absorbée sur le retour. Des mesures effectuées par la plate-forme fibrée d'Alphanov montre qu'un retour de pompe va préférentiellement dans la fibre centrale du combi-neur.

Les premiers tests expérimentaux de cette source pour du pompage de matériaux, nous ont montré l'importance d'une source parfaitement polarisée. En effet, le fait que la source soit polarisée nous permettra de la protéger de tous retours néfastes pouvant inverser la dynamique et émettre à 1030 nm !!

### 3.2.3.2 Configuration demi-cavité

Afin de s'affranchir des fluctuations lasers, et de posséder une source polarisée, nous avons décidé de travailler avec une demi-cavité laser et d'insérer un élément polarisant.

**Dispositif expérimental** La configuration est représentée sur la figure 3.21. Comme précédemment la fibre fait 1,20 m de long et on utilise le même dispositif de pompage. La réinjection du signal s'effectue du côté droit de la fibre et on insère un cube polariseur. Pour éviter d'endommager la diode de pompe par un retour, la pompe non absorbée n'est cette fois-ci pas recyclée et est bloquée.

**Résultats** La figure 3.22 représente les résultats obtenus dans cette configuration. On constate un seuil situé à une puissance de pompe de 18 W. Pour 160 W de pompe à 915 nm soit 130 W de pompe injectée, on obtient une puissance de 60 W représentant une efficacité de 55 %. A noter, que cette puissance est mesurée derrière un cube polariseur et que sur l'autre polarisation, une puissance de 5,8 W a été mesurée. Cette dépolarisation, vient du fait qu'à forte puissance la thermique induit une biréfringence au sein du rod qui n'est pas à maintient de polarisation.

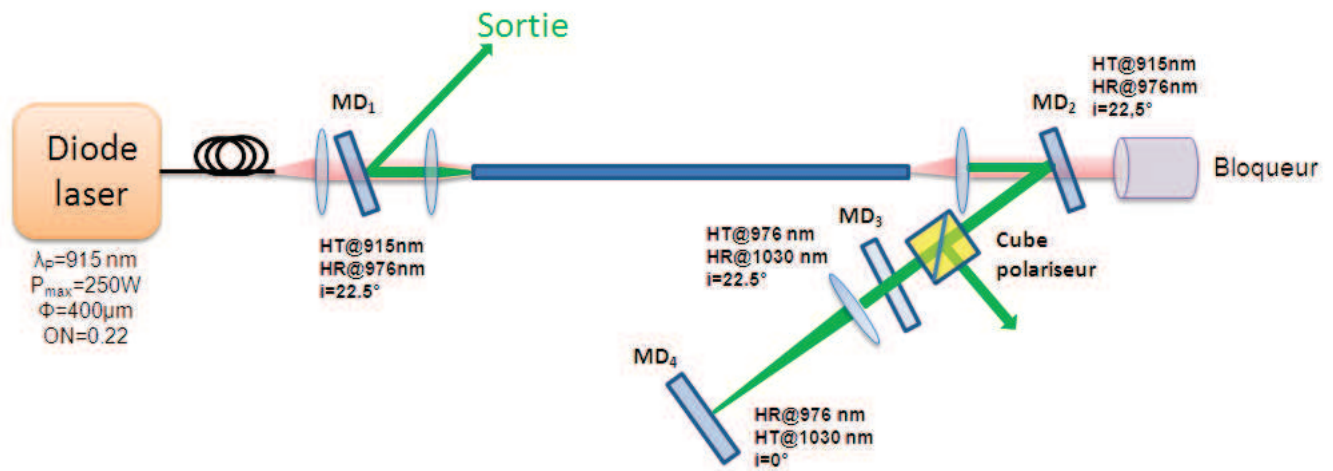


FIGURE 3.21 – Dispositif expérimental source 976 nm haute puissance en demi-cavité laser.

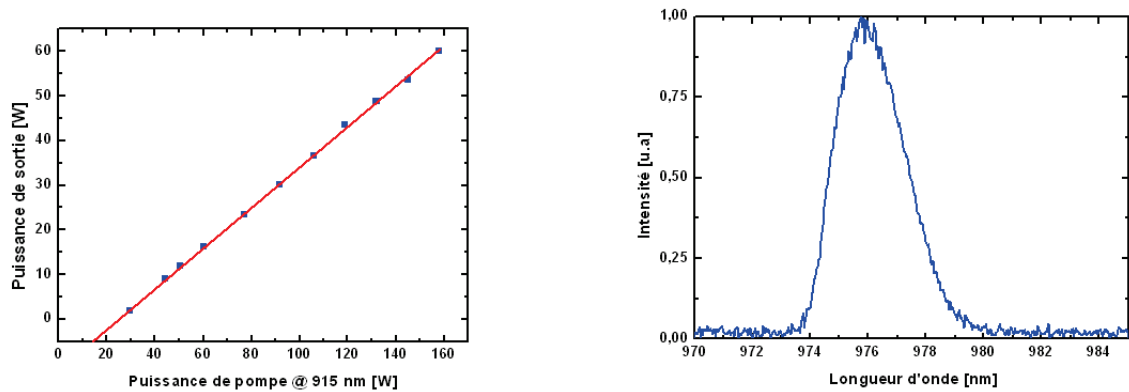


FIGURE 3.22 – À gauche : Puissance du faisceau polarisée à 976 nm en fonction de la puissance de pompe. À droite : Spectre d'ASE de la source développée.

Le spectre quant à lui ne présente aucune raie laser. A nouveau, dans ce régime de fonctionnement, le contraste entre l'ASE à 976 nm et l'ASE à 1030 nm est supérieur à 30 dB.

### 3.2.3.3 Configuration MOPA

La configuration précédente répond à nos attentes en tous points : source polarisée, spectre stable et puissance moyenne > 50 W. Certes la puissance obtenue est plus faible que dans la configuration laser [12] mais c'est le prix à payer pour disposer d'une source stable spectralement. Toutefois, le critère de compacité n'a pas été abordé jusqu'à présent ! Les sources développées nécessitent une fibre de 1,2 m de long, ce qui avec tous les éléments optiques représente plus du tiers d'une table optique de 1 m x 3 m ! De plus, nous avons pu voir que l'utilisation du rod de 1,2 m n'était pas forcément la meilleure des solutions

à basse puissance ( $P < 10$  W). Nous avons donc décidé de travailler avec une structure MOPA (Master Optical Power Amplifier). Afin d'éviter d'être trop redondant, je présenterai juste le schéma de principe ainsi que les nombreux avantages d'une telle géométrie.

**Dispositif expérimental** Les intérêts d'une source basée sur deux étages sont multiples. Comme on peut le voir sur la figure 3.23, celle-ci repose sur la génération du rayonnement à 976 nm à partir d'une fibre souple puis de l'amplification à travers un étage de puissance. Dans notre cas, il s'agira d'une fibre barreau de 60 cm de long. Le premier étage appelé "seeder" sert à générer l'ASE à 976 nm. Une fibre souple de 1

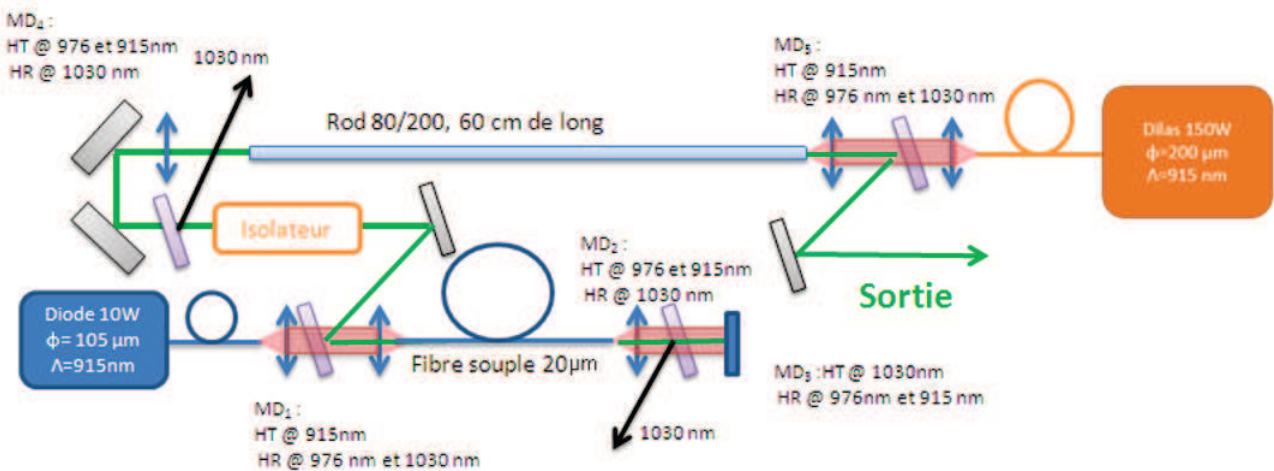


FIGURE 3.23 – Source 976 nm en configuration MOPA.

m de longueur ayant un diamètre de coeur de  $20 \mu m$  est utilisée ainsi qu'une diode fibrées multimodes de  $105 \mu m$  de diamètre émettant jusqu'à 10 W de puissance à 915 nm. Le schéma d'amplification est réalisé de la même façon que le dispositif en demi-cavité, à la différence près qu'il n'y a pas de polariseur. La sélection en polarisation se fait à travers l'isolateur qui permet également de protéger l'amplificateur de puissance. Ce seeder est de faible puissance nous permet d'obtenir une puissance jusqu'à 2 W. Il ne reste plus qu'à amplifier dans la fibre barreau.

**Résultats et discussions** Dans cette configuration, pour une puissance de pompe de 150 W à 915 nm, une puissance de 20 W à 976 nm a pu être obtenue. Le spectre émis est rigoureusement identique à celui obtenu dans la configuration demi-cavité (Figure 3.22). Le faisceau obtenu en sortie est de plus polarisé. La faible efficacité de conversion provient de l'utilisation d'une fibre barreau très courte. Nous avons gagné en compacité, au détriment de la puissance. Afin de gagner en accordabilité, nous pourrions utiliser une diode laser fibrée monomode comme seeder. Ces diodes délivrent aujourd'hui une puissance de l'ordre de la centaine de milliwatts. Toutefois dans une grande majorité de cas, en raison de la présence d'un réseau de Bragg à l'extrémité de la fibre, la largeur spectrale de ces diodes lasers est de l'ordre d'une dizaine voir

centaine de picomètres. Cette faible largeur spectrale est responsable du "spectrale hole burning" lors de l'amplification dans la fibre amplificatrice.

Ces sources peuvent toutefois présenter un intérêt pour l'accordabilité. Des tests ont été effectués sur le montage en demi-cavité sur la bande d'ASE. Deux solutions ont été envisagées mais n'ont pu aboutir. La première solution consiste à rajouter un filtre interférentiel intra-cavité, mais de trop grandes pertes sont ajoutées ce qui fait chuter considérablement l'efficacité. La deuxième solution consiste à utiliser un réseau de diffraction et de choisir la bande spectrale à réinjecter. Cependant, en raison de la faible ouverture numérique du rod et la nécessité de posséder une très bonne qualité spatiale sur le faisceau retour, cette solution n'est pas envisageable.

### 3.3 Amplificateur "booster" $Yb : CaF_2$ à fort gain

Dès lors que l'on parle d'extraction de forte énergie  $> 100 \mu J$  et de forte puissance moyenne  $> 10 W$ , deux critères importants sont à prendre en compte :

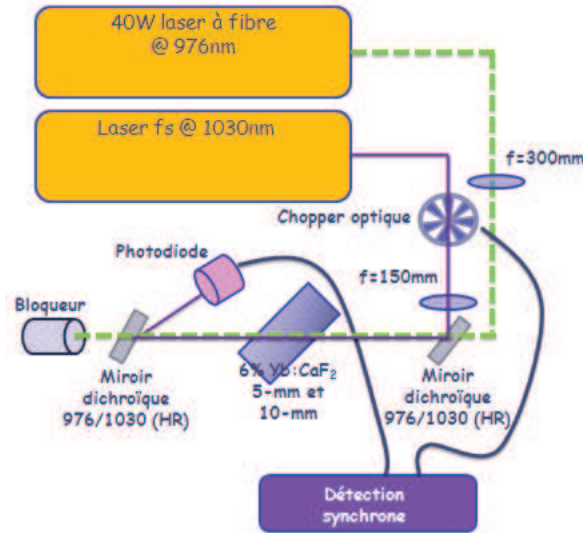
- travailler sur des faisceaux de grandes sections pour diminuer les effets non-linéaires, mais pas trop grande pour pouvoir conserver un gain relativement élevé,
- une bonne gestion de la thermique.

Pour répondre à ce double critère, nous proposerons une solution consistant à utiliser des cristaux longs faiblement dopés. Ceci permettra d'une part, d'avoir une charge thermique faible par unité de volume et permettra donc un fonctionnement à forte puissance moyenne et d'autre part, de travailler sur des sections de faisceaux  $> 100 \mu m$  pour obtenir des énergies  $> mJ$  pour des étirements/compressions compacts ( $\sim 500 ps$ ). Pour ce faire, le cristal devra posséder d'une part un faible indice non-linéaire pour limiter l'intégrale B car cette fois-ci l'intégrale B pourra se manifester par une déformation de la qualité spatiale, une forte conductivité thermique pour évacuer la chaleur. C'est bien le cas de l' $Yb : CaF_2$  qui présente aussi un faible indice non-linéaire  $n_2 = 2 \times 10^{-20} m^2.W^{-1}$ . L'étude qui va suivre est une étude préliminaire qui permet de démontrer le potentiel du pompage forte brillance pour l'obtention de gains élevés. L'obtention à ce jour de cristaux d' $Yb : CaF_2$  de bonne qualité n'est pas une chose encore aisée aujourd'hui et encore moins sur de grandes longueurs. C'est pour cela que des cristaux conventionnels ont été utilisés.

#### 3.3.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental mis en place pour réaliser la mesure gain petit signal est représenté sur la figure 3.24. Nous utilisons une pompe de 40 W polarisée émettant à 976 nm avec un facteur  $M^2$  de 1,5. Le faisceau de pompe traverse un miroir dichroïque (HR à 1030 nm et HT à 976 nm) avant d'être focalisé dans le cristal grâce à une lentille de focale 300 mm. La taille du faisceau de pompe au foyer dans l'air est de  $300 \mu m$  à  $I_{max}/e^2$  correspondant à un paramètre confocal de 7,4 cm. Ces paramètres permettent de définir une intensité sur le cristal de  $113 kW/cm^2$  en section droite soit  $65,3 kW/cm^2$ . La taille de la pompe a volontairement été choisie pour correspondre au développement du booster sur le laser fibré Femto+ qui devra permettre un gain d'un facteur 4 à 5 en énergie pour atteindre le mJ en sortie. Le cristal est maintenu dans une monture refroidie en cuivre et orienté à l'angle de Brewster pour éviter un retour dans la pompe. Le signal quant à lui provient d'un oscillateur commercial de la compagnie Menlo Systems délivrant un spectre large centré à 1030 nm. Après réflexion sur le miroir dichroïque cette fois-ci opérant en réflexion, le signal est focalisé dans le cristal par une lentille de focale 150 mm. La taille au foyer ainsi obtenue est de  $200 \mu m$  à  $I_{max}/e^2$  dans l'air.

Le fait de choisir un signal beaucoup plus petit que la pompe nous assure un gain constant sur l'ensemble du faisceau. En raison des fortes puissances de pompage et de la faible puissance laser, nous

FIGURE 3.24 – Dispositif expérimental de la mesure de gain petit signal dans des cristaux d'Yb : CaF<sub>2</sub>.

avons utilisé une détection synchrone (SR810, Stanford Research Systems) couplé à un chopper mécanique afin de supprimer dans nos mesures toutes sources parasites. La valeur du gain est mesurée par le biais d'une photodiode.

### 3.3.2 Résultats

#### 3.3.2.1 Gain petit signal

Afin de démontrer le potentiel de notre dispositif de pompe, nous avons tout d'abord utilisé un "cristal conventionnel" afin de pouvoir comparer nos résultats à ceux déjà existants dans la littérature avec un pompage diode. Par "conventionnel", il faut entendre dopage de quelques pourcents et longueur de quelques millimètres. Dans notre étude nous avons commencé par un cristal ayant une longueur de 5 mm et un dopage de 6 %.

Les triangles bleus de la figure 3.25 représentent l'absorption du cristal de 5 mm de long dopé à 6 % en ions Yb en fonction de la puissance de pompe. On observe clairement le blanchiment de l'absorption le long du cristal et 25 W de pompe sont toujours disponibles à la sortie du cristal pour 40 W de pompe à l'entrée. Cette puissance de pompe résiduelle correspond à une intensité de  $40 \text{ kW.cm}^{-2}$  ( $65 \text{ kW.cm}^{-2}$  à l'entrée du cristal). Sous cette condition de pompage, on peut calculer le paramètre  $\beta(r, z)$  qui est le pourcentage d'inversion de population donné par :

$$\beta(r, z) = \frac{N_2(r, z)}{N_T} = \frac{\sigma_a(\lambda_p) I_p(r, z) \tau}{1 + (\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p)) I_p(r, z) \tau} \quad (3.4)$$

où  $\sigma_e(\lambda_p) = 3,8 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  et  $\sigma_a(\lambda_p) = 4 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  sont respectivement les sections efficaces



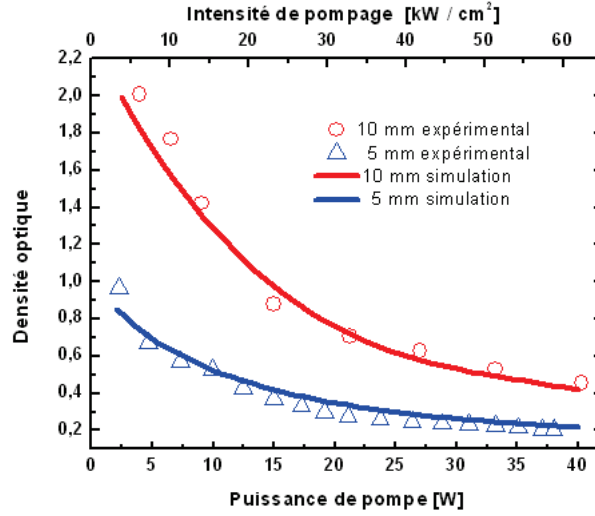


FIGURE 3.25 – Courbe d’absorption du cristal de 5 mm (carrés bleus) et 10 mm (cercles rouges) en fonction de la puissance de pompe et de l’intensité de pompage à l’entrée du cristal.

d’émission et d’absorption à la longueur d’onde de pompe de 976 nm,  $\tau = 2,4$  ms le temps de vie de fluorescence,  $N_T = 1,45 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  la densité de dopage en ions Yb et  $I_p(r, z)$  l’intensité de pompage à chaque point du cristal donné par :

$$\frac{\partial I_p}{\partial z} = I_p N_T [-\sigma_{abs}(\lambda_p) + \beta(\sigma_{em}(\lambda_p) + \sigma_{em}(\lambda_p))] \quad (3.5)$$

Ainsi à partir de la mesure d’absorption de la pompe, on déduit que sur l’axe ( $r=0$ ) la valeur du  $\beta$  à l’entrée du cristal est de 44 % et 40,5 % à la sortie du cristal de 5 mm de longueur. La mesure du gain petit signal dans ces conditions expérimentales est représentée sur la figure 3.26. Pour la puissance de pompe maximale absorbée (15 W), un gain de 1,86 est obtenu. Le gain semble saturé alors que la pompe absorbée augmente toujours en fonction de la puissance de pompe ( $P_{abs} > 8$  W). Ce comportement inattendu provient de la différence de taille entre le faisceau de pompe et le signal. En effet, nous sommes dans des conditions de forte saturation de la pompe puisque le cristal est blanchi. Comme la distribution spatiale de la pompe est gaussienne, la pompe sature d’abord dans le centre du faisceau, là où le signal à amplifier se trouve. L’augmentation de la pompe non absorbée au delà de 8 W induit une augmentation de l’inversion de population sur les bords du canal de gain, là où le signal est faible, ce qui induit de faible variation sur la mesure du gain. Il est bon de préciser que cette mesure de gain petit signal de 1,86 à température ambiante est 10 % plus élevée que les valeurs reportées auparavant à température cryogénique. Alors que dans ce régime de température, les sections efficaces d’émission et d’absorption sont plus importantes. Bien que nous utilisons un cristal de faible longueur, le gain obtenu grâce à notre dispositif de pompage est déjà significatif.

A partir de la cartographie de l'inversion de population  $\beta(r, z)$  calculée, il est possible de calculer le gain petit signal théorique. Il est donné par la relation suivante :

$$G(\lambda_L) = \frac{\int_0^{+\infty} I_L(r) \exp^{g_{0L}(r)} 2\pi r dr}{\int_0^{+\infty} I_L(r) 2\pi r dr} \quad (3.6)$$

avec

$$g_{0L} = \int_0^L N_T \times [\beta(r, z)(\sigma_e + \sigma_a) - \sigma_a] dz \quad (3.7)$$

où

$I_L(r)$  est la distribution spatiale de l'intensité du signal, L la longueur du cristal,  $\sigma_{em}(\lambda_L) = 2,26 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  et  $\sigma_a(\lambda_L) = 0,13 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  sont respectivement les sections efficaces d'émission et d'absorption à 1030 nm.

On peut observer un très bon accord entre les résultats théoriques et expérimentaux avec le même effet de saturation de la puissance de pompe à partir de 8 W.

Puisque presque 50 % de la puissance de pompe est non-absorbée, nous avons remplacé le cristal de 5 mm de long par un cristal de 10 mm avec le même niveau de dopage. La longueur de ce nouveau cristal reste bien inférieur au paramètre confocal de notre laser de pompe ( $b=74 \text{ mm}$ ). Comme attendu dans le cas où le blanchiment de l'absorption apparaît pour le cristal de 5 mm, une absorption plus importante a lieu avec le cristal de 10 mm. La puissance maximale absorbée atteint désormais 24 W. Le gain petit signal à ce niveau de puissance est de 3,2 (cercles rouges sur la figure 3.26). Dans ce cas là, l'inversion de population sur l'axe est de 44 % à l'entrée et 36,2 % à la sortie. De la même manière qu'avec le cristal de 5 mm, le calcul théorique du gain petit signal est en parfait adéquation avec les valeurs expérimentales. Cette amélioration du gain de façon quadratique est simplement due au fait que nous avons été capable de maintenir le même pourcentage d'inversion de population sur le cristal de 5 mm et celui de 10 mm.

### 3.3.2.2 Mesure de la dépolarisation

Compte tenu de la forte densité de puissance absorbée, nous avons aussi réalisé une mesure de la biréfringence induite dans le cristal de 10 mm. Cette mesure est réalisée en utilisant un laser He-Ne comme faisceau sonde qui va venir sonder l'ensemble du volume pompé du cristal (Figure 3.27).

Le cristal est inséré entre deux polariseurs dont les axes de transmission sont perpendiculaires l'un par rapport à l'autre. Une fraction du faisceau sonde de l'He-Ne qui a été dépolarisé est détecté par une photodiode en silicium en fonction de la puissance de pompe absorbée (Figure 3.28).

Puisqu'au premier ordre, la dépolarisation est directement inversement proportionnelle à la longueur d'onde, il est possible de calculer la dépolarisation à 1030 nm en prenant en compte le ratio  $\lambda_{HeNe}/\lambda_{1030}$ .

Une dépolarisation maximale de 11 % a été mesurée pour une puissance de pompe absorbée de 24 W. Cette valeur de 11 % est encourageante pour nos développements futurs. En effet, cette première

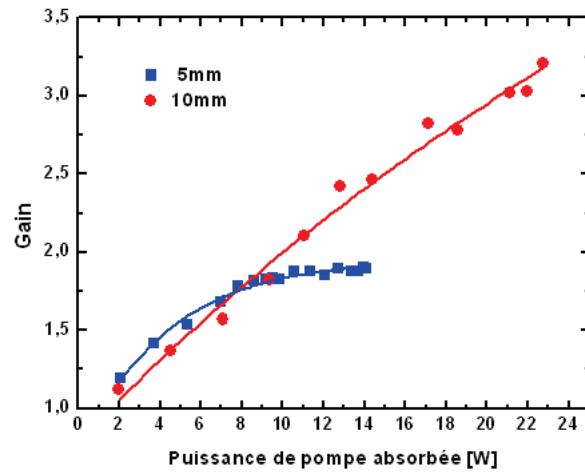


FIGURE 3.26 – Mesures du gain petit signal en fonction de la puissance de pompe absorbée pour le cristal 6% Yb : CaF<sub>2</sub> de 5 mm de long (carrés bleus) et de 10 mm de long (cercles rouges).

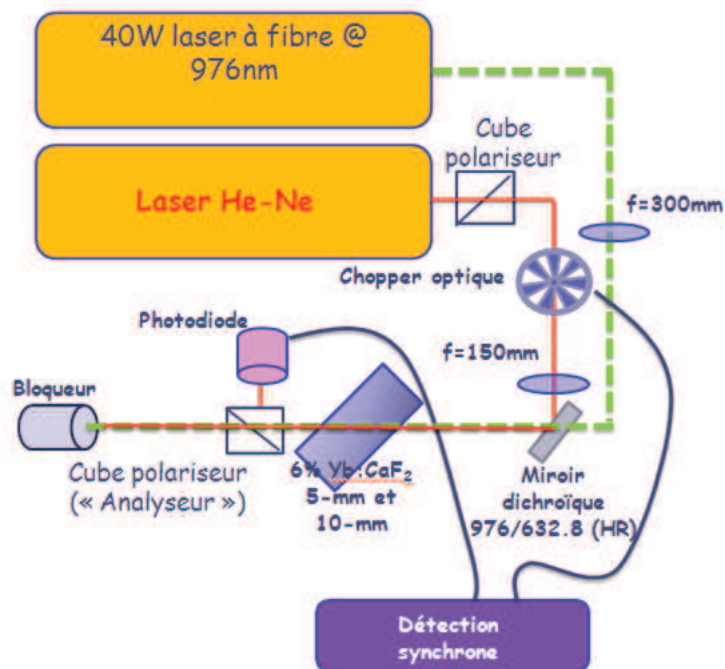


FIGURE 3.27 – Dispositif expérimental de la mesure de la dépolarisation provenant de la biréfringence induite.

campagne a été réalisée en utilisant des cristaux de tailles standard. L'objectif premier, pour rappel, est d'utiliser des cristaux beaucoup plus longs, avec un dopage réduit d'autant. Dans cette configuration, la charge thermique sera réduite d'autant et la dépolarisation aussi.

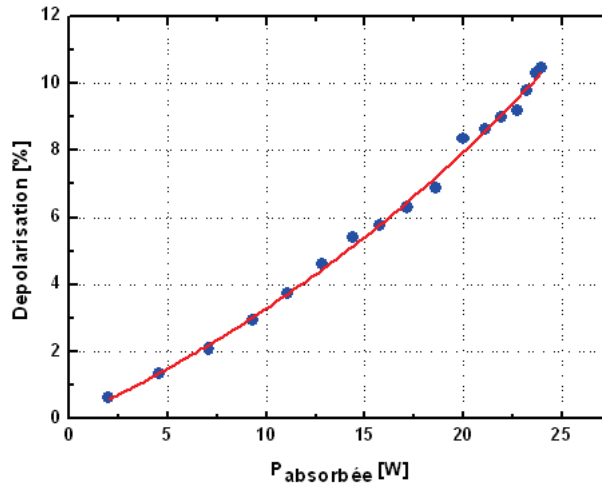


FIGURE 3.28 – Mesure de la dépolarisation en pourcentage en fonction de la puissance de pompe absorbée dans le cristal.

### 3.3.3 Bilan et discussion

Cette première expérience d'amplification des matériaux solides actifs dopés aux ions  $Yb^{3+}$  a été réalisée en utilisant un laser à fibre de forte brillance de 40 W de puissance moyenne. Nous avons pu obtenir un gain simple passage de 3.2 dans un cristal d' $Yb : CaF_2$  de 10 mm de longueur, dopé à 6 % en ions  $Yb^{3+}$  et ceci, à température ambiante. Le concept semble donc bien adapté au pompage de cristaux longs faiblement dopés présentant une large bande d'émission. Une nuance peut toutefois être apportée sur ce résultat. Certes, un fort gain simple passage a été démontré, ce qui est très encourageant, mais le cristal n'a pas été utilisé en régime d'extraction de puissance. Dès lors, des simulations ont été réalisées afin de se placer dans un régime de forte puissance moyenne. La figure 3.29 représente la modélisation d'un amplificateur  $Yb : CaF_2$  dopé à 4,5 % et de 15 mm de longueur. Celui-ci est utilisé en configuration double passage (du signal). Le diamètre du faisceau signal choisi est de  $100 \mu m$  afin que la puissance signal de 3 W sature l'amplificateur sur  $100 \mu m$ . La pompe quant à elle possède un diamètre de  $150 \mu m$ .

On voit qu'il est alors possible d'extraire 17 W pour une puissance de pompe de 45 W et que toute la pompe est absorbée.

Cette expérience est actuellement en cours de réalisation par mon successeur Pierre Sevillano. Les premiers résultats sont en adéquation avec les résultats prédis. De plus, dans l'éventualité d'effets thermiques importants, la réduction du dopage et l'allongement de la longueur du cristal permettront de repousser les effets de dépolarisation observé lors de la mesure du gain petit signal. Par ailleurs, une étude récente [13] montre qu'un cristal de  $CaF_2$  taillé selon l'orientation [111] possède une dépolarisation induite par la thermique 20 fois plus faible que selon l'orientation [001]. Dans la première expérience, l'orientation n'avait pas été définie. Nous nous attendons donc à une nette diminution des effets de dépolarisation.

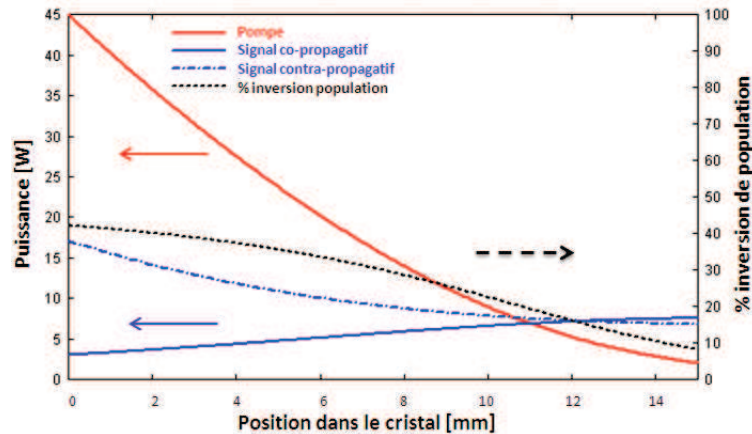


FIGURE 3.29 – Simulation de l'amplification d'un signal de 3 W dans un cristal d'Yb : CaF<sub>2</sub> dopé en ions Yb<sup>3+</sup> à 4,5 % et de 15 mm de longueur.

### 3.4 Oscillateur Yb : CaF<sub>2</sub> ultracourt et de forte puissance moyenne.

Comme évoqué dans la partie descriptive du pompage forte brillance, l'intérêt est de réaliser un fort gain simple passage dans les matériaux Yb. Lorsque l'on se place désormais en cavité, l'obtention d'un fort gain simple passage permet l'utilisation d'un coupleur de sortie moins réfléchissant ce qui se traduit par une augmentation de la puissance extraite à l'extérieur de la cavité. Le pompage haute brillance de cavité solide s'avère donc être une solution pour une montée en puissance moyenne des oscillateurs. Reste à savoir quelle est la technique de verrouillage de modes la plus adéquate pour l'obtention d'impulsions sub-100 fs : utilisation d'un SESAM ou verrouillage par lentille de Kerr (plus communément appelé KLM pour Kerr Lens Mode-locking).

#### 3.4.1 État de l'art des oscillateurs femtosecondes Ytterbium

Le tableau 3.1 représente un bilan des performances des principaux oscillateurs utilisant des matériaux Ytterbium.

A la vue de ces résultats, on constate qu'il est très difficile d'obtenir à la fois des impulsions ultracourtes et de forte puissance moyenne. Qu'il s'agisse du KLM ou du SESAM, dès lors que la puissance de sortie augmente, les durées d'impulsions augmentent aussi et inversement. Cependant, dans le cas du KLM, le régime implique la présence de fortes non-linéarités qui se traduit par un élargissement spectral significatif et de ce fait, l'obtention d'impulsions plus courtes temporellement. Par ailleurs, bien que la durée la plus courte ait été obtenue en utilisant un SESAM [16], celui-ci est souvent ciblé comme un élément limitant en raison de sa bande spectrale plus ou moins étroite (par rapport au très large spectre que l'on désire obtenir). Enfin, il a été observé que l'utilisation des SESAMs devenait un facteur limitant dès lors que les matériaux utilisés possèdent une forte fluence de saturation. C'est le cas des matériaux fluorures. Durant

Cristal	Durée [fs]	Puissance moyenne	SESAM ou KLM	Références
Yb :YAG	340	110 mW	SESAM	[14]
	35	150 mW	KLM	[15]
Yb :Calgo	47	45 mW	SESAM	[16]
	66	400 mW	SESAM	[17]
Yb :CaF <sub>2</sub>	153	880 mW	SESAM	[18]
	99	380 mW	SESAM	[19]
Yb :KYW	101	100 mW	SESAM	[20]
	71	120 mW	KLM	[21]
Yb : YVO <sub>4</sub>	120	300 mW	SESAM	[22]
	61	54 mW	KLM	[23]
Yb : Sc <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	120	1 W	SESAM	[24]

TABLE 3.2 – Principales caractéristiques et résultats des cristaux massifs dopés Yb en régime KLM ou avec un SESAM.

Cristal	Durée [fs]	Puissance moyenne [W]	Cadence [MHz]	Énergie [ $\mu$ J]	Références
Yb :YAG	340	80	10	8	[26]
	583	275	16.3	16.9	[27]
	200	17	40	0.42	[28]
Yb :KGW	240	22	20	0.9	[29]
Yb : Sc <sub>2</sub> SiO <sub>5</sub>	298	27.8	27	1.03	[30]
Yb :YCOB	270	2	20	0.01	[31]
Yb : LuScO <sub>3</sub>	235	23	70	0.33	[32]
Yb : Lu <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	370	20	65	0.32	[33]
	738	141	60	2.8	[34]
Yb :Calgo	300	28	23	1.3	[35]
	197	20	23	0.9	[35]

TABLE 3.3 – Principales caractéristiques et résultats des cristaux dopés Yb en "thin-disk".

la phase transitoire d'amorce du régime impulsif, devant les importantes fluences intra-cavité, le régime déclenché peut prédominer et ainsi endommager le SESAM [25].

Pour toutes ces raisons, la technique KLM semble être la technique la plus appropriée.

Il a paru aussi important de se positionner par rapport à la technologie "Thin-Disk" qui permet d'obtenir des performances hors du commun en terme de puissance moyenne. Le tableau 5.2 dresse l'état de l'art des oscillateurs "Thin-Disk".

A nouveau, l'obtention de forte puissance voir très forte puissance moyenne n'est pas compatible avec des durées d'impulsions ultracourtes. On constate l'obtention de très fortes puissances moyennes, mais les durées d'impulsions sont relativement longues. La durée d'impulsion la plus courte obtenue est de l'ordre de 200 fs [35]. Tous les oscillateurs réalisés ont eu recours à l'utilisation de SESAMs. Il est en effet très difficile de mettre en place un régime KLM en raison de la faible épaisseur du cristal utilisé. Toutefois, une astuce a été utilisée récemment. Au lieu de créer l'effet Kerr au sein du milieu à gain, celui-ci est créé dans une autre lame non dopée au sein de la cavité. Ceci a permis récemment d'obtenir des impulsions de 200 fs et une puissance moyenne de 17 W dans de l'Yb :YAG [28].

La figure 3.31 synthétise l'ensemble des résultats obtenus par le passé, toutes techniques et toutes cavités confondues. La flèche représente la direction vers laquelle on souhaite se diriger et le carré orange, le résultat obtenu et qui va être présenté par la suite.

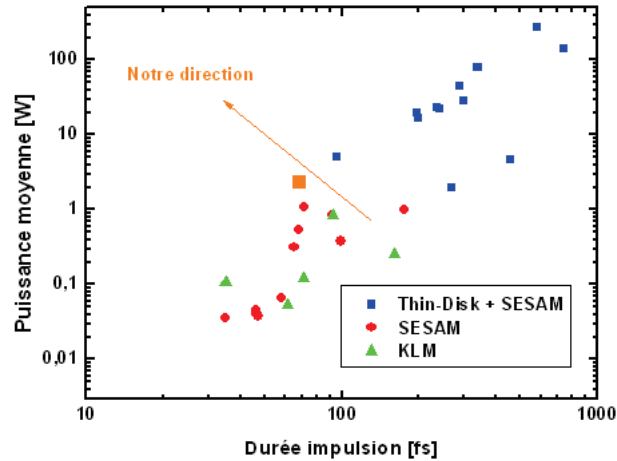


FIGURE 3.30 – Bilan des principaux oscillateurs Yb (durées et puissances) qu'il s'agisse de cavités standards avec SESAMs, de lasers thin-disk ou oscillateurs KLM. Le carré orange positionne le résultat obtenu dans le cadre de cette thèse.

### 3.4.2 Principe du verrouillage à lentille de Kerr appliqué à l'Yb : $CaF_2$

Si l'on se place désormais dans le cas où le matériau amplificateur est de l'Yb :  $CaF_2$ , la difficulté d'obtenir du KLM est encore plus accrue ! En effet, le  $CaF_2$  possède un indice non-linéaire faible  $1,90 \pm 0,2610^{-20} m^2.W^{-1}$  [36] à comparer à l'indice non-linéaire du saphir qui est de  $3 \times 10^{-20} m^2.W^{-1}$  [37]. De plus, la durée de vie de fluorescence est relativement longue ( $\tau=2,4$  ms) ce qui le rend sensible au régime déclenché. Toutefois, sa très bonne conductivité thermique laisse présager un fonctionnement à une puissance moyenne élevée.

La figure 3.31 représente le principe de base d'un oscillateur KLM. Sous l'effet d'une forte intensité crête au sein de la cavité, une lentille de Kerr est créée dans le milieu amplificateur. Cette lentille vient alors modifier la stabilité et la taille du mode dans la cavité. La modification de la taille du faisceau au sein du milieu à gain s'accompagne d'une modification de la taille du faisceau sur les "bras" de la cavité (cavité en Z ou X). Il suffit alors d'insérer une fente afin d'introduire plus de pertes sur le mode continu (on utilisera par la suite l'acronyme CW pour Continuous Wave) que sur le mode du régime impulsionnel.

La figure 3.32 représente la modélisation sous Lascad (logiciel de simulation de cavité) d'une cavité en gamma de 1,6 m de long, utilisant des miroirs de sous-cavité avec un rayon de courbure de 100 mm (focale de 50 mm). La lentille de Kerr est donnée par la relation :

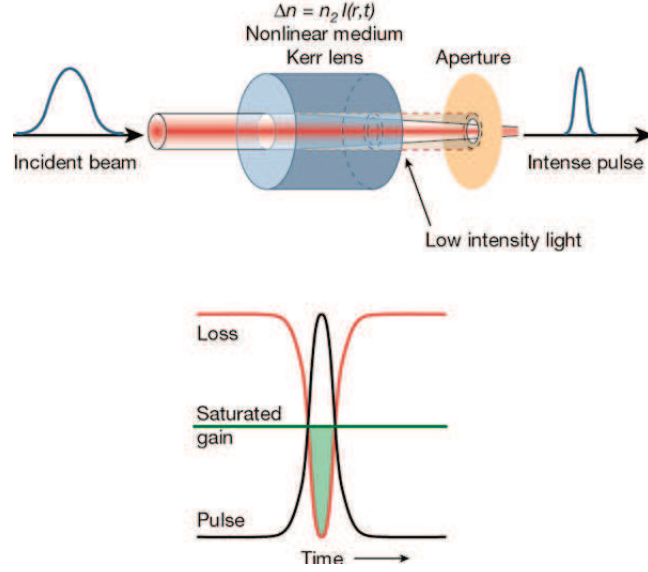


FIGURE 3.31 – Principe du verrouillage de mode par effet Kerr.

$$f_{Kerr} = \frac{\pi \omega_l^4 f_R \Delta t}{8 n_2 L P_{intra}} \quad (3.8)$$

où  $\omega_l$  est la taille du faisceau dans le milieu non-linéaire,  $n_2$  l'indice non-linéaire,  $f_R$  le taux de répétition du laser,  $\Delta t$  la durée d'impulsion et  $P_{intra}$  la valeur de la puissance intra-cavité. Dans notre simulation cette lentille a une focale de 2 mm.

L'évolution spatiale du waist dans la cavité avec et sans lentille de Kerr est alors représentée. On voit en effet, que le mode CW est plus large que le mode avec lentille de Kerr. La mise en place d'une fente au niveau du coupleur de sortie permettra de supprimer le régime continu. Cette méthode de discrimination par filtrage spatial est plus communément appelée "Hard aperture KLM".

Une autre stratégie appelée "soft aperture" repose sur une discrimination par le gain. Dans ce cas, les pertes sur le régime CW se feront inévitablement dans le milieu à gain. Pour cela, il faut calculer le mode de cavité et estimer le mode en présence de la lentille de Kerr dans le cristal. Le recouvrement entre pompe et signal sera optimisé pour le régime KLM. Dès lors, on comprend facilement l'intérêt du pompage forte brillance.

A noter que la sensibilité de la taille du mode de cavité au sein du cristal sous l'effet de la lentille de Kerr est grandement augmentée lorsque la cavité se situe au voisinage de la limite de stabilité. Il conviendra donc de travailler au voisinage de cette zone [38],[39],[40].



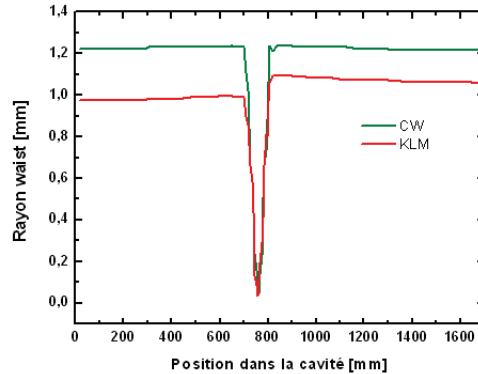


FIGURE 3.32 – Taille du mode de cavité en fonction de la position dans la cavité pour le régime CW et le régime KLM.

### 3.4.3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental mis en place pour cette étude est représenté sur la figure 3.33.

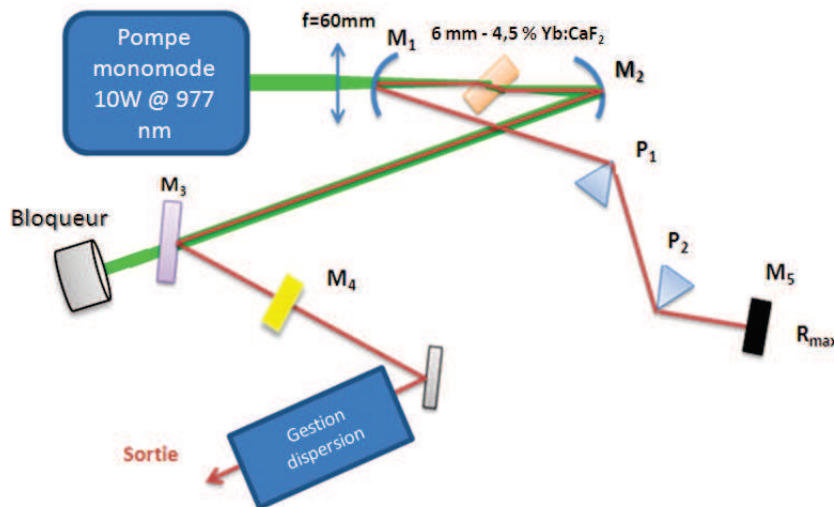


FIGURE 3.33 – Cavité laser de l'oscillateur  $Yb:CaF_2$ .  $M_1$  :miroir courbe  $R = 100$  mm et dichroïque HT à 976 nm et HR à 1040 nm,  $M_2$  : miroir courbe  $R = 100$  mm,  $M_3$  : miroir dichroïque à  $22,5^\circ$  HR à 1040 nm et HT à 976 nm,  $M_4$  : coupleur de sortie de 10 % ,  $M_5$  miroir HR à 1040 nm.

Il comprend les différents éléments cités ci-après.

**Le dispositif de pompage** Dans le cadre de cette étude, nous avons opté pour la configuration MOPA présentée précédemment. La diode de pompe de 150 W à cette fois-ci été remplacée par une diode de 80 W. La source délivre ainsi un faisceau polarisé avec une puissance de 10 W et protégé grâce à un

isolateur.

**Le milieu amplificateur** Le milieu amplificateur est un cristal d' $Yb : CaF_2$  dopé à 4,5% et d'une épaisseur de 6 mm. Le cristal est taillé à l'angle de Brewster et est monté dans une monture en cuivre refroidit à température ambiante. Le cristal laser est pompé par le biais de la pompe de forte brillance qui est focalisé à l'aide d'une lentille de focale  $f = 60$  mm après avoir traversé le miroir dichroïque  $M_1$  qui notons le, agit comme une lentille divergente. Pour être sûr de la taille exacte de notre pompe au sein du cristal, nous avons fait une reprise d'image du waist de la pompe dans le cristal en utilisant une imagerie (grandissement  $\times 4$ ) de la première face à Brewster. La taille de la pompe mesurée dans le cristal est alors de  $35 \mu m$  à  $1/e^2$  en intensité. Cette imagerie nous permettra aussi de nous assurer du bon recouvrement pompe/signal dans le cristal. Dans le cadre de cette étude, plusieurs cristaux ont été testés en collaboration avec le CIMAP de Caen (Figure 3.34).



FIGURE 3.34 – Photos des différents cristaux  $Yb : CaF_2$  utilisés dans cette étude.

Certains cristaux engendraient plus de pertes sur les éléments de polarisation de la cavité (faces à Brewster du cristal et prismes) limitant la puissance moyenne disponible en sortie. Il s'est avéré que le cristal présentant une fluorescence verte possédait le plus de pertes. Ces pertes augmentaient avec la puissance de pompe. Ce qui implique des pertes par dépolarisation. Plusieurs hypothèses sont aujourd'hui à l'étude concernant ces pertes : présence ou non d'impuretés ou technique de croissance à optimiser.

**Cavité** La cavité laser est une cavité classique en forme de gamma. Elle est composée de deux miroirs de sous-cavité ayant tous deux un rayon de courbure de 100 mm. La longueur du bras de gauche est de 75 cm, celle du bras droit est de 90 cm. Le calcul de matrice ABCD ainsi qu'une mesure de taille du signal dans le cristal donne une taille de  $32 \mu m$  à  $1/e^2$  en intensité. Un angle d'incidence de  $8^\circ$  sur les miroirs courbes a été choisi afin de compenser l'astigmatisme dû au cristal à Brewster.

**Intérêt du miroir dichroïque  $M_3$**  Une longue phase d'étude a été réalisée sans la présence du miroir dichroïque  $M_3$ . Des régimes à verrouillage de mode par lentille de Kerr ont été obtenus mais pas de façon totalement reproductible et avec des largeurs spectrales de l'ordre de 13 nm. Pour 7 W de pompe, le cristal, en raison de la forte saturation d'absorption, n'absorbe que 4 W de pompe. 3 W de pompe sont alors disponibles. Lorsque celle-ci est réinjectée, en fonction de la position du miroir de sous-cavité  $M_2$ , il peut y avoir élargissement du premier canal voir si l'alignement n'est pas optimal, création d'un autre

canal de gain dans le cristal. Dans les deux cas, ceci rend impossible un bon fonctionnement du régime Kerr. Cet aspect a en effet été confirmé puisque la majorité des régimes impulsionsnels provenaient du désalignement entre l'axe de pompe et le signal, diminuant ainsi la puissance totale en sortie du laser.

**Choix du coupleur de sortie** Le choix du coupleur est relativement important. Il doit à la fois permettre une forte puissance intra-cavité en raison du très faible indice non-linéaire du  $CaF_2$  et permettre une bonne extraction de la puissance. Le coupleur qui nous a permis d'optimiser l'énergie intra-cavité était de 3,5 %. Il nous a permis d'obtenir une puissance de sortie de 2 W soit 60 W de puissance intra-cavité. Cependant dans cette configuration, la puissance non absorbée était encore très importante. Afin d'essayer d'extraire encore plus de puissance, nous avons utilisé un coupleur de 10 %.

**Compensation de la dispersion du cristal et de l'automodulation de phase** Afin de compenser la dispersion totale de la cavité liée à la fois à celle du matériau ainsi qu'à la dispersion non-linéaire due à l'automodulation de phase, nous avons choisi d'utiliser une compensation par prismes nous laissant plus de flexibilité sur la quantité de dispersion à introduire.

La dispersion introduite par une ligne à prismes (pointe à pointe) est décrite par l'équation suivante :

$$GDD_{Prism} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \left[ -4l \left\{ 2 \left( \frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right\} + 4 \left( \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) (2D_{1/e^2}) \right] \quad (3.9)$$

où  $n$  est l'indice de réfraction du matériau utilisé,  $D_{1/e^2}$  le diamètre du faisceau à  $1/e^2$ ,  $l$  la distance inter-prisme,  $\frac{dn}{d\lambda}$  et  $\frac{d^2n}{d\lambda^2}$  sont les dérivées de l'indice de réfraction par rapport à la longueur d'onde  $\lambda$  en prenant l'équation de Sellmeier du matériau donné.

Plusieurs matériaux plus ou moins dispersifs peuvent être utilisés. Le tableau 5.3 recense la dispersion d'ordre 2 des principaux matériaux. Nous avons décidé d'utiliser dans notre cas des prismes en SF10.

	Indice de réfraction $n$	dispersion vitesse de groupe ( $fs^2$ )
Silice	1.45	1721
SF10	1.72	10402
BK7	1.51	2341
LAK21	1.63	3482

TABLE 3.4 – Exemples de valeurs de dispersion (à 1050 nm) pour différents matériaux.

Dans notre cas  $\frac{dn}{d\lambda} = -0,270 \mu m^{-1}$  et  $\frac{d^2n}{d\lambda^2} = 0,0575 \mu m^{-2}$ . La dispersion introduite par le matériau est donnée par :

$$\Phi_{mat}^{(2)} = \frac{d^2n}{d\lambda^2} \frac{\lambda^3 L_{mat}}{2\pi c^2} = 94 fs^2 \quad (3.10)$$

Pour la dispersion liée à l'automodulation de phase, en supposant une impulsion voisine de 100 fs

(position de départ retenue expérimentalement) et une énergie par impulsion estimée à 20 nJ on obtient :

$$\Phi_{SPM}^{(2)} = \frac{2\pi n_2 k_L L_{mat} E_p \tau_p}{1,76\lambda A_L} \approx 3000 fs^2 \quad (3.11)$$

La dispersion totale au sein de la cavité devant être nulle, on en déduit que la dispersion que doit introduire la ligne à prismes est autour de 3100 fs<sup>2</sup> ce qui correspond à une distance inter-prismes voisine de 30 cm.

Le calcul réalisé est un calcul d'ordre de grandeur. Il est en effet très difficile de calculer précisément la dispersion à introduire car une incertitude existe à savoir l'endroit dans la cavité où l'impulsion est la plus courte. Expérimentalement, on rajoute quelques centimètres de plus dans la ligne à prismes afin de disposer d'une surcompensation de la dispersion. L'ajustement fin de la dispersion se fait en rentrant plus moins la pointe du prisme  $P_2$  : plus ou moins de matériau traversé et donc plus ou moins de dispersion positive ajoutée. On se place donc à une distance inter-prismes autour de 33 cm.

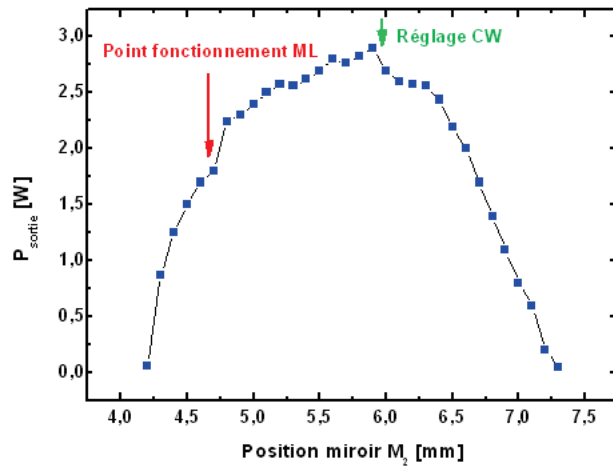
### 3.4.4 Résultats

#### 3.4.4.1 Performances laser

La première phase consiste à optimiser la position du point de focalisation du faisceau de pompe dans le cristal. Pour cela, on utilise une puissance de pompe voisine de 4 W. Ce niveau de puissance est suffisant pour être en condition de saturation de l'absorption et éviter d'endommager la face du cristal. L'optimisation du foyer se fait en maximisant la puissance de pompe transmise. En effet, le fait de maximiser la puissance transmise revient à avoir la pompe la plus petite au centre du cristal. La deuxième phase de réglage consiste à optimiser les performances de la cavité. Celles-ci dépendent majoritairement de l'alignement entre le canal de gain créé par la pompe et l'axe de cavité. Dès lors que l'optimisation sur les deux miroirs de fond de cavité est faite, on déplace le miroir M2 de la sous cavité afin de se "ballader" sur la zone de stabilité. Dès lors qu'on trouve une position maximale, on ré-optimise la puissance de sortie sur les deux miroirs de fond de cavité. En effet, le déplacement du miroir de sous cavité, fait que le faisceau signal peut ne plus taper parfaitement au centre du miroir sphérique et introduire un angle différent qu'il convient de réaligner. Il est parfois aussi nécessaire de rejouer un petit peu sur la position du foyer de la pompe. En effet, en fonction de la symétrie au non de la cavité, la position du waist signal peut ne pas se trouver au centre du cristal. L'intérêt pour maximiser l'effet Kerr est que le waist du signal soit placé au centre du cristal.

La figure 3.35 représente la puissance laser obtenue en sortie de coupleur pour une puissance de pompe de 7 W en fonction de la position du miroir  $M_2$ . Le maximum de puissance obtenu est de 3 W.

Il convient par la suite de trouver la zone favorable à un établissement d'un régime impulsif qui démarrera et sera stabilisé par l'effet Kerr. Pour cela, on déplace le miroir M2 vers les bords de la zone de stabilité. Dans ce cas là, la qualité spatiale du mode peut se retrouver fortement détériorée et la puissance

FIGURE 3.35 – Stabilité de la cavité en fonction de la position du miroir de sous-cavité  $M_2$ 

en sortie du laser commence à fortement diminuer. La figure 3.36 représente des modes spatiaux obtenus en sortie de cavité dès lors que l'on se situe au voisinage de la zone instable.

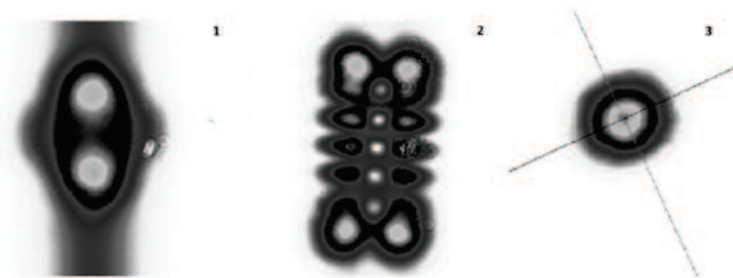


FIGURE 3.36 – Différents modes spatiaux observés dans la zone d'instabilité.

En introduisant une perturbation sur les prismes (aller-retour rapide sur la platine de translation), on peut alors amorcer l'effet Kerr. En effet, une légère perturbation sur les prismes va générer une surintensité temporelle qui peut re-stabiliser la cavité et favoriser le maintien du régime impulsionnel.

En suivant cette procédure, plusieurs points de fonctionnement ont pu être trouvés. Les résultats suivants sont ceux donnant les meilleures performances.

#### 3.4.4.2 Passage du régime continu au régime impulsionnel

Pour une puissance de pompe de 7 W, un maximum de puissance de 3 W en sortie du coupleur a été obtenue. L'émission laser se fait à une longueur d'onde centrale de 1049 nm (Figure 3.37). L'efficacité optique-optique de la cavité laser est donc de 43 %. Le seuil laser a été mesuré pour une puissance de

pompe de 800 mW. Ce seuil est relativement bas car les pertes intra-cavité sont relativement faibles et qu'il n'y a pas de biréfringence induite par la thermique dans le cristal de  $d'Yb : CaF_2$  (pertes cumulées sur les prismes de seulement 100 mW et sur les faces à Brewster seulement 20 mW),

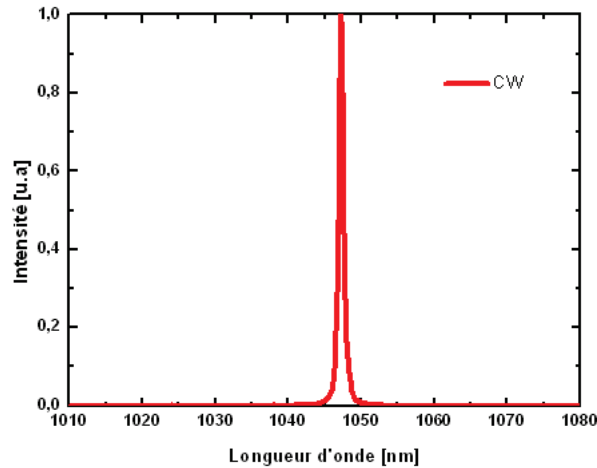


FIGURE 3.37 – Spectre émis en régime continu.

Pour obtenir le régime impulsionnel, on se déplace d'une distance de  $400 \mu m$  (position M2=4,75 mm renseignée sur la figure 3.35) afin de rendre instable le régime continu. Dans ce cas là, la puissance de sortie chute à 2 W. Le mode devient légèrement elliptique (Figure 3.38).

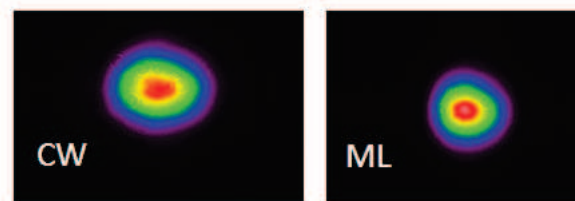


FIGURE 3.38 – Modes spatiaux en champ proche pour le régime continu et le régime impulsionnel.

En déplaçant légèrement le prisme P2, un régime impulsionnel stable (sans la présence de régime déclenché) est obtenu (Figure 3.39) à une cadence de 73 MHz. On constate que la différence majeure entre la qualité spatiale du faisceau en régime continu et en régime impulsionnel est essentiellement dans un seul plan. Ceci provient du fait que la lentille de kerr est une lentille cylindrique en raison du cristal à Brewster.

A préciser qu'au démarrage, il reste un petit pic continu. Celui-ci est enlevé en déplaçant légèrement le prisme P1 pour effectuer un filtrage spectral. La puissance en sortie est alors de 2,32 W.

Deux effets semblent donc se combiner pour établir ce régime stable sans régime continu résiduel. Il convient au préalable d'estimer la lentille de Kerr créée. En utilisant l'équation 3.8, on obtient une lentille

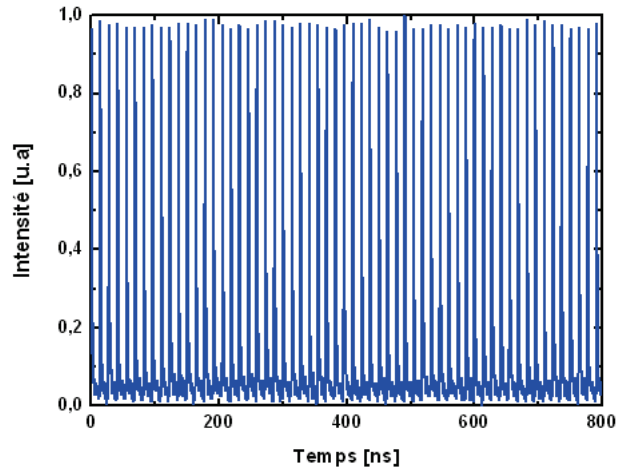


FIGURE 3.39 – Stabilité du régime impulsionnel.

de focale 1,8 mm. Cette valeur est à comparer avec celle obtenue par Friebel et al. avec le verrouillage par SESAM [19]. Dans notre cas la puissance de la lentille de Kerr est de  $553 \text{ m}^{-1}$  alors qu'elle n'était que de  $424 \text{ m}^{-1}$  pour Friebel et al. Toutefois ces valeurs sont un peu faibles. C'est pour cela que notre régime impulsionnel démarre avec un résiduel de pic continu. Sur le démarrage, le régime impulsionnel commence en régime de "soft aperture", la discrimination continue-impulsionnel, se fait par le gain grâce à notre dispositif de pompage. Puisque la lentille de Kerr est encore un peu faible, il reste une légère composante continue. Le fait de rentrer le prisme P1 permet de supprimer cette composante. Il y a donc un effet de régime "hard-aperture" qui permet de stabiliser à long terme le régime. En ne prenant pas de précaution spécifique à une isolation du laser de l'environnement extérieur (vibrations, convection d'air due à la climatisation, ouverture et fermeture de porte), la stabilité du laser en régime impulsionnel était  $< 1 \%$  RMS. De plus, le régime impulsionnel reste stable lorsqu'on bouge la position du foyer du faisceau de pompe sur une longueur de 1,5 mm. Au delà, un pic continu apparaît et se termine par la perte du régime impulsionnel. Cette valeur est bien en accord avec le paramètre confocal de la pompe et confirme l'importance du recouvrement entre le faisceau de pompe et le signal afin d'obtenir un régime impulsionnel par lentille de Kerr.

Dans cette configuration, les impulsions sont émises avec un spectre représenté figure 3.40. La largeur spectrale est de 19 nm et la longueur d'onde centrale est 1049 nm.

Dans le cas de l'émission continue ou impulsionnelle, alors que la section efficace d'émission de l' $\text{Yb} : \text{CaF}_2$  présente un maximum au voisinage de 1030 nm, l'émission a lieu ici, autour de 1050 nm. Pour comprendre pourquoi l'émission a lieu à 1050 nm, il faut remonter à la section efficace de gain, c'est à dire la section efficace d'émission corrigée de celle de l'absorption et ceci, en fonction de l'inversion de

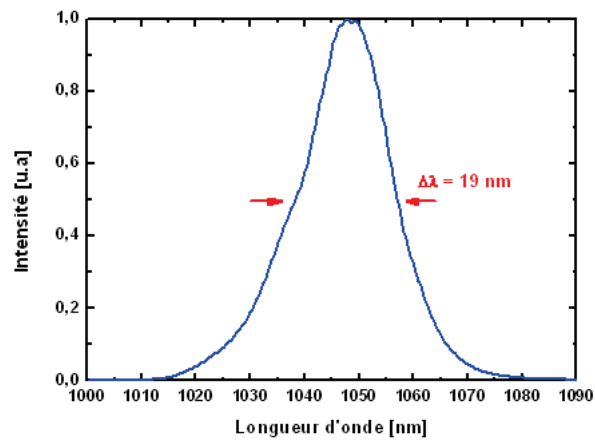


FIGURE 3.40 – Spectre émis en régime impulsif.

population réalisée (Figure 3.41).

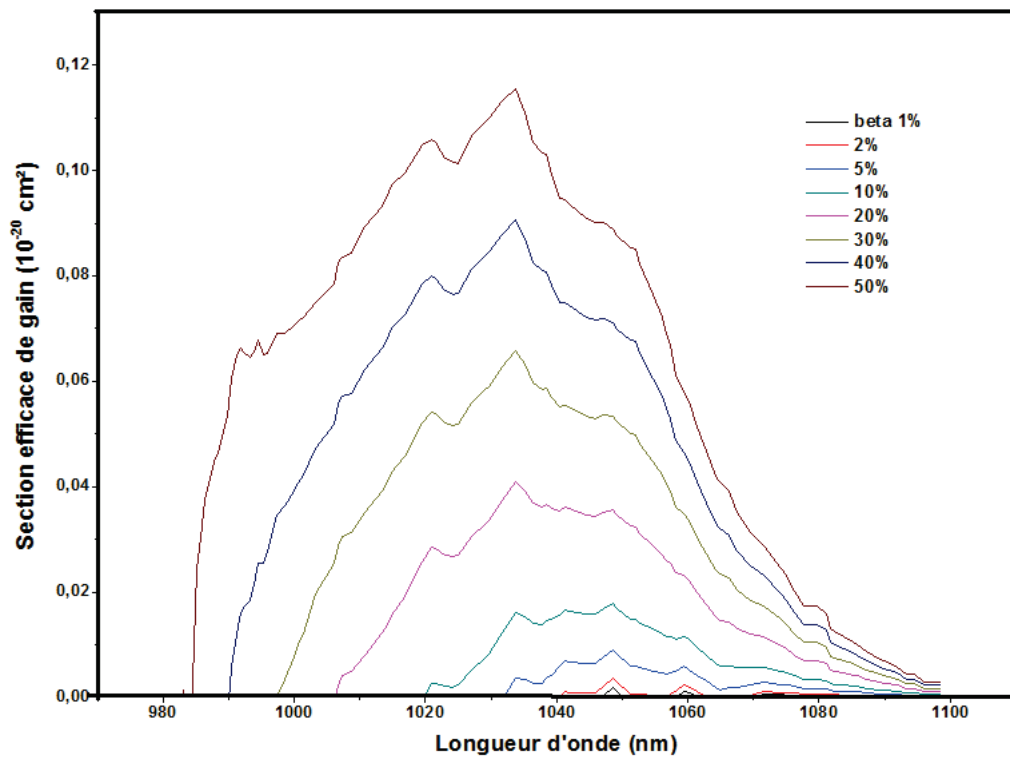


FIGURE 3.41 – Section efficace de gain en fonction de la longueur d'onde pour différents taux d'inversion de population.

On peut voir qu' à faible inversion de population, le maximum de la section efficace de gain se situe aux grandes longueurs d'onde ( $\sim 1050$  nm). Reste à estimer l'inversion de population réalisée au sein de



la cavité. Pour 3 W de puissance obtenue en sortie, la puissance intra-cavité est de 30 W. Dès lors on peut schématiser la cavité comme un "amplificateur autoconsistant". Pour 30 W de signal injecté dans le cristal, il y a amplification jusqu'à une puissance de 33 W (30 W de signal intra-cavité + 3 W en sortie). Le gain est donc de 1,1. A partir de là, en tenant compte des sections efficaces d'émission et de la densité d'ions Yb dans le cristal, il est possible de remonter à l'inversion de population. En prenant  $\sigma_{1050}^{emission} = 1,8 \times 10^{-21} \text{ cm}^2$  et  $N_{tot} = 1,1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , on estime une inversion de population de 8 %.

Si on regarde à présent la longueur d'onde centrale d'émission pour une inversion de population de 8 %, on constate bien que la longueur d'onde centrale d'émission est à 1050 nm.

Chercher des inversions de population plus importantes, nous permettrait d'élargir la bande d'amplification possible dans le cristal, toutefois cela reviendrait à choisir des coupleurs plus élevés ce qui ferait diminuer l'intensité intra-cavité.

### 3.4.4.3 Post-compression extra-cavité

Une fois l'obtention d'un régime "propre" (sans pic continu) et stable, les impulsions sont caractérisées temporellement avec un autocorrélateur (Figure 3.42).

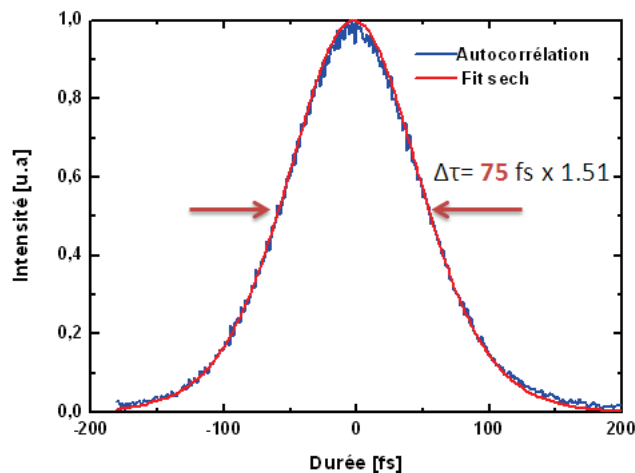


FIGURE 3.42 – Autocorrélation des impulsions issues directement de l'oscillateur.

La durée mesurée à l'autocorrélateur est de 113 fs. En supposant une forme de type sécante hyperbolique, on obtient une durée de 75 fs qui ne correspond pas à la durée minimale limitée par transformée de Fourier qui est de 67 fs pour le spectre mesuré.

Afin d'optimiser la durée, des mesures FROG ont été réalisées et ont révélé la présence d'une phase résiduelle majoritairement d'ordre 2. Dès lors, nous avons inséré des miroirs "chirpés" en sortie de cavité et étudié l'évolution de la durée à l'aide de l'autocorrélation, mesure beaucoup plus rapide qu'avec le

FROG. Après 8 rebonds sur des miroirs "chirpés" ( $-100 \text{ fs}^2$ ) introduisant une dispersion totale de  $-800 \text{ fs}^2$ , nous avons obtenu une durée de 68 fs (Figure 3.43).

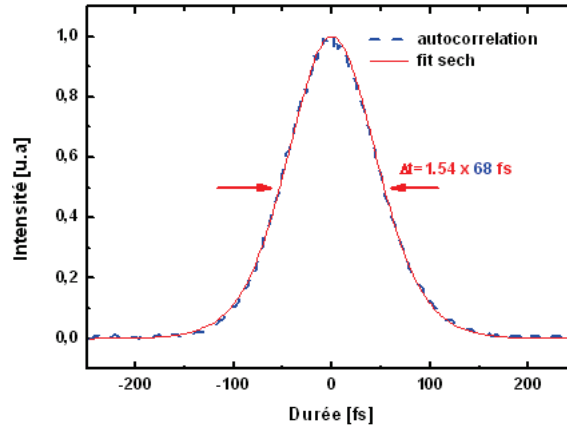


FIGURE 3.43 – Autocorrélation des impulsions après passage dans la ligne de compression.

La figure 3.44 représente la caractérisation FROG (spectrale et temporelle) des impulsions ainsi recomprimées. On voit un très bon accord avec les résultats obtenus par l'autocorrélateur et que les impulsions sont en limite de Fourier. A la sortie de cet étage de compression, les impulsions ont un produit TBP (Time Bandwidth product) de 0,35, valeur caractéristique des impulsions de type sécante hyperbolique.

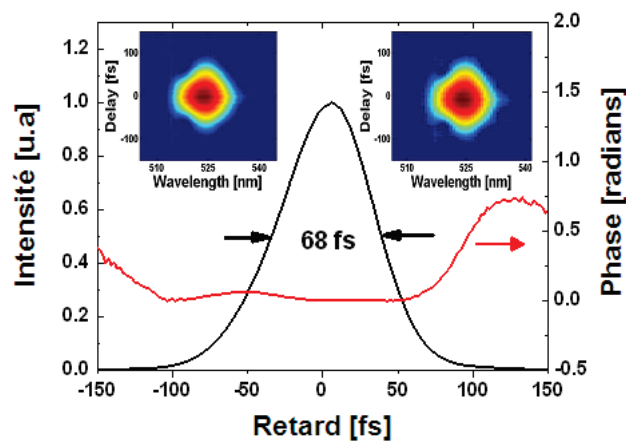


FIGURE 3.44 – SHG-FROG. Profil en intensité reconstruit et phase temporelle associée. En insert, la trace SHG-FROG mesurée et reconstruite.

#### 3.4.4.4 Stabilité en puissance et accordabilité

Afin d'étudier la stabilité et la robustesse du régime KLM, nous avons regardé l'effet de la puissance de pompe. Nous avons alors mesuré la puissance de sortie et la durée d'impulsion recomprimée pour différentes puissances de pompe. A noter que l'impulsion mesurée passe toujours par la ligne de miroirs "chirpés" imposant une dispersion négative de  $-800 \text{ fs}^2$ . Les résultats sont représentés sur la figure 3.45. La meilleure performance (puissance de sortie et durée d'impulsion) est obtenue pour une puissance de pompe de 7 W. En diminuant celle-ci, le régime KLM est maintenu jusqu'à une puissance de 4 W. A ce niveau de pompage, l'oscillateur délivre une puissance de 1 W et une durée d'impulsion de 79 fs. En dessous de 4 W de puissance de pompe, un pic continu apparaît dans le spectre de sortie. A noter que dès lors que la puissance de pompe est en dessous de 6 W, le démarrage et la stabilisation du régime impulsionnel est impossible.

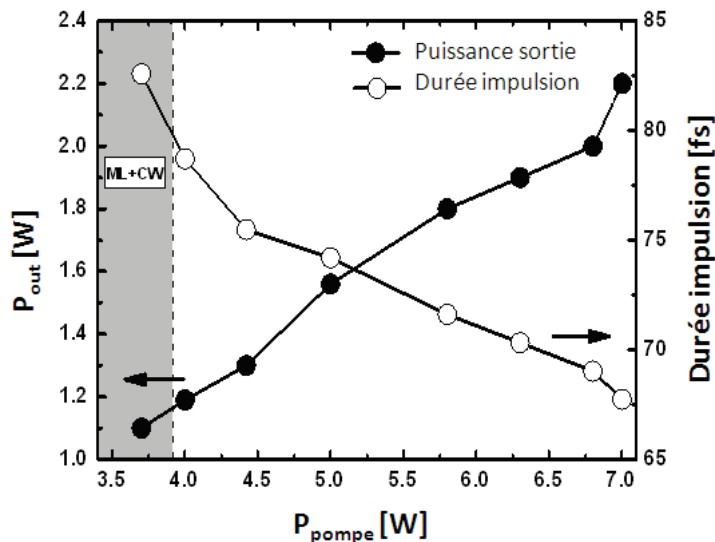


FIGURE 3.45 – Stabilité du régime impulsionnel en fonction de la puissance de pompe.

**Accordabilité** Pour savoir s'il est possible de pouvoir émettre à une longueur d'onde centrale autre que 1050 nm, une fente est insérée dans la cavité. La figure 3.46 montre l'accordabilité obtenue. On constate pour des puissances de sortie similaires à celle obtenue sans fente qu'il est possible d'accorder la longueur d'onde centrale de quelques nanomètres de 1039 nm à 1055 nm. Sur les bords de la zone d'accordabilité, la largeur spectrale est cependant réduite.

Il y a donc bien accordabilité, même si celle-ci est relativement réduite. Ceci provient à nouveau de l'inversion maximale réalisée qui limite l'accès à d'autres longueurs d'ondes.

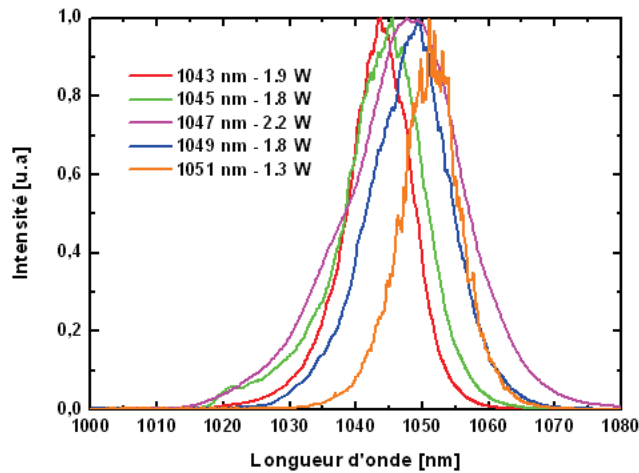


FIGURE 3.46 – Accordabilité du régime impulsionnel.

### 3.4.5 Discussions et perspectives

Au cours de cette partie, nous avons pu voir un autre aspect intéressant du pompage forte brillance en vue de réaliser des oscillateurs à verrouillage par lentille de Kerr. La configuration réalisée s'appuie sur les schémas de cavité utilisés pour les lasers impulsionnels Ti : saphir. Nous avons ainsi pu générer des impulsions ayant une durée de 68 fs à une cadence de 73 MHz avec une énergie de 31 nJ soit une puissance moyenne de 2,3 W. La puissance moyenne ainsi obtenue pour cette gamme de durées d'impulsions et par verrouillage à lentille de Kerr est supérieure de plus d'un ordre de grandeur aux résultats précédemment obtenus. La réalisation de ce laser ne fut pas une chose aisée devant les faibles non-linéarités créées dans le cristal. Une tentative avec un cristal ayant une longueur de 12 mm a été réalisée, mais celui-ci possédait plus de pertes par biréfringence en raison des fortes densités de puissance au sein du cristal. Bien que la longueur du cristal ait été deux fois plus longue, la puissance maximale qu'il a été possible d'extraire était 2 à 3 fois plus faible. Une solution pour améliorer les performances est l'utilisation d'une deuxième sous-cavité dans laquelle seraient réalisées les non-linéarités grâce à une lame de YAG par exemple. Dans ce cas là, les performances en terme de puissance moyenne et de durée peuvent être décorréliées. En effet, il sera possible de travailler avec des coupleurs élevés pour favoriser l'obtention d'impulsion de forte puissance moyenne, mais aussi augmenter l'inversion de population afin d'avoir des spectres amplifiés plus larges. D'autre part, en fonction de l'énergie intra-cavité obtenue, l'intensité dans la lame non-linéaire pourra être ajustée en la déplaçant dans sa propre sous-cavité.

Enfin, la démonstration de ce résultat et les performances obtenues laissent entrevoir de nouvelles perspectives avec l'utilisation d'un cristal d'Yb :Calgo. Ce cristal possède en effet la durée d'impulsion la plus courte [16] et celle-ci a été obtenue avec un SESAM.

Ce travail va être poursuivi par mon successeur Pierre Sevilano, toujours en collaboration avec l'institut d'optique et plus particulièrement Frédéric Druon.

## Bibliographie

- [1] J. Petit, B. Viana, P. Goldner, J.-P. Roger, and D. Fournier. Thermomechanical properties of  $Yb^{3+}$  doped laser crystals : Experiments and modeling. *Journal of Applied Physics*, 108(12), 2010.
- [2] B. Viana, J. Petit, R. Gaume, P. Goldner, F. Druon, F. Balembois, and P. Georges. Crystal chemistry approach in Yb doped laser materials. *Materials Science Forum*, 494 :259–264, 2005.
- [3] R. Gaumé. *Relations structure-propriétés dans les lasers solides de puissance à l'ytterbium. Elaboration et caractérisation de nouveaux matériaux et de cristaux composites soudés par diffusion*. PhD thesis, Université Paris-Sud 11, 2002.
- [4] R. Gaume, B. Viana, D. Vivien, J.-P. Roger, and D. Fournier. A simple model for the prediction of thermal conductivity in pure and doped insulating crystals. *Applied Physics Letters*, 83(7) :1355–1357, 2003.
- [5] Christian Fiebig, Alexander Sahm, Mirko Uebernickel, Gunnar Blume, Bernd Eppich, Katrin Paschke, and Götz Erbert. Compact second-harmonic generation laser module with 1 W optical output power at 490 nm. *Opt. Express*, 17(25) :22785–22790, Dec 2009.
- [6] J.V. Sandusky and S.R.J. Brueck. A CW external-cavity surface-emitting laser. *Photonics Technology Letters, IEEE*, 8(3) :313–315, march 1996.
- [7] Sylvie Yiou, François Balembois, and Patrick Georges. Numerical modeling of a continuous-wave Yb-doped bulk crystal laser emitting on a three-level laser transition near 980 nm. *J. Opt. Soc. Am. B*, 22(3) :572–581, Mar 2005.
- [8] Marc Castaing, François Balembois, Patrick Georges, Thierry Georges, Kathleen Schaffers, and John Tassano. Diode-pumped Nd :YVO<sub>4</sub>/Yb :S-FAP laser emitting at 985 and 492.5 nm. *Opt. Lett.*, 33(11) :1234–1236, Jun 2008.
- [9] François Balembois, Marc Castaing, Patrick Georges, and Thierry Georges. Line competition in an intracavity diode-pumped Yb :KYW laser operating at 981nm. *J. Opt. Soc. Am. B*, 28(1) :115–122, Jan 2011.
- [10] J. Nilsson, J.D. Minelly, R. Paschotta, A.C. Tropper, and D.C. Hanna. Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser. *Optics Letters*, 23(5) :355–357, 1998.
- [11] J. Nilsson, J. D. Minelly, R. Paschotta, A. C. Tropper, and D. C. Hanna. Ring-doped cladding-pumped single-mode three-level fiber laser. *Opt. Lett.*, 23(5) :355–357, Mar 1998.
- [12] Johan Boulet, Yoann Zaouter, Rudy Desmarchelier, Matthieu Cazaux, François Salin, Julien Saby, Ramatou Bello-Doua, and Eric Cormier. High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser. *Opt. Express*, 16(22) :17891–17902, Oct 2008.

- [13] Ilya Snetkov, Anton Vyatkin, Oleg Palashov, and Efim Khazanov. Drastic reduction of thermally induced depolarization in  $\text{CaF}_2$  crystals with 111 orientation. *Opt. Express*, 20(12) :13357–13367, Jun 2012.
- [14] C. Hönniger, F. Morier-Genoud, M. Moser, U. Keller, L.R. Brovelli, and C. Harder. Efficient and tunable diode-pumped femtosecond Yb :glass lasers. *Optics Letters*, 23(2) :126–128, 1998.
- [15] S. Uemura and K. Torizuka. Kerr-lens mode-locked diode-pumped Yb :YAG laser with the transverse mode passively stabilized. *Applied Physics Express*, 1(1), 2008.
- [16] Y. Zaouter, J. Didierjean, F. Balembois, G. Lucas Leclin, F. Druon, P. Georges, J. Petit, P. Goldner, and B. Viana. 47-fs diode-pumped  $\text{Yb}^{3+}$  :  $\text{CaGdAlO}_4$  laser. *Optics Letters*, 31(1) :119–121, 2006.
- [17] J. Boudeile, F. Druon, M. Hanna, P. Georges, Y. Zaouter, E. Cormier, J. Petit, P. Goldner, and B. Viana. Continuous-wave and femtosecond laser operation of Yb : $\text{CaGdAlO}_4$  under high-power diode pumping. *Optics Letters*, 32(14) :1962–1964, 2007.
- [18] A. Lucca, G. Debourg, M. Jacquemet, F. Druon, F. Balembois, P. Georges, P. Camy, J.L. Doualan, and R. Moncorgé. High-power diode-pumped  $\text{Yb}^{3+}$  : $\text{CaF}_2$  femtosecond laser. *Optics Letters*, 29(23) :2767–2769, 2004.
- [19] F. Friebel, F. Druon, J. Boudeile, D.N. Papadopoulos, M. Hanna, P. Georges, P. Camy, J.L. Doualan, A. Benayad, R. Moncorgé, C. Cassagne, and G. Boudebs. Diode-pumped 99 fs Yb : $\text{CaF}_2$  oscillator. *Optics Letters*, 34(9) :1474–1476, 2009.
- [20] P. Klopp, V. Petrov, U. Griebner, and G. Erbert. Passively mode-locked Yb :KYW laser pumped by a tapered diode laser. *Optics Express*, 10(2) :108–113, 2002.
- [21] H. Liu, J. Nees, and G. Mourou. Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb :  $\text{KY}(\text{WO}_4)_2$  laser. *Optics Letters*, 26(21) :1723–1725, 2001.
- [22] V.E. Kisel, A.E. Troshin, V.G. Shcherbitsky, N.V. Kuleshov, V.N. Matrosov, T.A. Matrosova, M.I. Kupchenko, F. Brunner, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, and U. Keller. Femtosecond pulse generation with a diode-pumped  $\text{Yb}^{3+}$  : $\text{YVO}_4$  laser. *Optics Letters*, 30(10) :1150–1152, 2005.
- [23] A.A. Lagatsky, A.R. Sarmani, C.T.A. Brown, W. Sibbett, V.E. Kisel, A.G. Selivanov, I.A. Denisov, A.E. Troshin, K.V. Yumashev, N.V. Kuleshov, V.N. Matrosov, T.A. Matrosova, and M.I. Kupchenko.  $\text{Yb}^{3+}$ -doped  $\text{YVO}_4$  crystal for efficient Kerr-lens mode locking in solid-state lasers. *Optics Letters*, 30(23) :3234–3236, 2005.
- [24] M. Tokurakawa, A. Shirakawa, K. Ueda, H. Yagi, T. Yanagitani, and A.A. Kaminskii. Diode-pumped sub 60-fs Kerr-lens mode-locked Yb-doped sesquioxide combined ceramic laser. 2008.

- [25] C. Hönninger, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, M. Moser, and U. Keller. Q-switching stability limits of continuous-wave passive mode locking. *J. Opt. Soc. Am. B*, 16(1) :46–56, Jan 1999.
- [26] F. Brunner, E. Innerhofer, S.V. Marchese, T. Südmeyer, R. Paschotta, T. Usami, H. Ito, S. Kurimura, K. Kitamura, G. Arisholm, and U. Keller. Powerful red-green-blue laser source pumped with a mode-locked thin disk laser. *Optics Letters*, 29(16) :1921–1923, 2004.
- [27] C.J. Saraceno, O.H. Heckl, C.R.E. Baer, C. Schriber, M. Golling, K. Beil, C. Kränkel, T. Südmeyer, G. Huber, and U. Keller. Sub-100 femtosecond pulses from a SESAM modelocked thin disk laser. *Applied Physics B : Lasers and Optics*, 106(3) :559–562, 2012.
- [28] Pervak V. Fill E. Rauschenberger J. Krausz F. Apolonski A. Pronin, O. Ultrabroadband efficient intracavity XUV output coupler . *Optics Express*, 19 :10232–10240, Aug 2011.
- [29] F. Brunner, T. Südmeyer, E. Innerhofer, F. Morier-Genoud, R. Paschotta, V.E. Kisel, V.G. Shcherbitsky, N.V. Kuleshov, J. Gao, K. Contag, A. Giesen, and U. Keller. 240-fs pulses with 22-W average power from a mode-locked thin-disk Yb :KY(WO<sub>4</sub>)<sub>2</sub> laser. *Optics Letters*, 27(13) :1162–1164, 2002.
- [30] Katrin Sarah Wentsch, Lihe Zheng, Jun Xu, Marwan Abdou Ahmed, and Thomas Graf. Passively mode-locked Yb<sup>3+</sup> :Sc<sub>2</sub>SiO<sub>5</sub> thin-disk laser. *Opt. Lett.*, 37(22) :4750–4752, 2012.
- [31] O.H. Heckl, C. Kränkel, C.R.E. Baer, C.J. Saraceno, T. Südmeyer, K. Petermann, G. Huber, and U. Keller. Continuous-wave and modelocked Yb :YCOB thin disk laser : First demonstration and future prospects. *Optics Express*, 18(18) :19201–19208, 2010.
- [32] C.J. Saraceno, O.H. Heckl, C.R.E. Baer, M. Golling, T. Südmeyer, K. Beil, C. Kränkel, K. Petermann, G. Huber, and U. Keller. SESAMs for high-power femtosecond modelocking : Power scaling of an Yb :LuScO<sub>3</sub> thin disk laser to 23 W and 235 fs. *Optics Express*, 19(21) :20288–20300, 2011.
- [33] S.V. Marchese, C.R.E. Baer, R. Peters, C. Kränkel, A.G. Engqvist, M. Golling, D.J.H.C. Maas, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, and U. Keller. Efficient femtosecond high power Yb :Lu<sub>2</sub>O<sub>3</sub> thin disk laser. *Optics Express*, 15(25) :16966–16971, 2007.
- [34] C.R.E. Baer, C. Krankel, C.J. Saraceno, O.H. Heckl, M. Golling, R. Peters, K. Petermann, T. Südmeyer, G. Huber, and U. Keller. Femtosecond thin-disk laser with 141 W of average power. *Optics Letters*, 35(13) :2302–2304, 2010.
- [35] S. Ricaud, A. Jaffres, K. Wentsch, A. Suganuma, B. Viana, P. Loiseau, B. Weichelt, M. Abdou-Ahmed, A. Voss, T. Graf, D. Rytz, C. Hönninger, E. Mottay, P. Georges, and F. Druon. Femtosecond Yb :CaGdAlO<sub>4</sub> thin-disk oscillator. *Opt. Lett.*, 37(19) :3984–3986, 2012.
- [36] D. Milam, M.J. Weber, and A.J. Glass. Nonlinear refractive index of fluoride crystals. *Applied Physics Letters*, 31(12) :822–825, 1977.



- [37] Arkady Major, Fumiyo Yoshino, Irkalis Nikolakakos, J. Stewart Aitchison, and Peter W. E. Smith. Dispersion of the nonlinear refractive index in sapphire. *Opt. Lett.*, 29(6) :602–604, Mar 2004.
- [38] Ja-Hon Lin, Ming-Dar Wei, Wen-Feng Hsieh, and Hsiao-Hua Wu. Cavity configurations for soft-aperture Kerr-lens mode locking and multiple-period bifurcations in Ti :sapphire lasers. *J. Opt. Soc. Am. B*, 18(8) :1069–1075, Aug 2001.
- [39] S. Gatz and J. Herrmann. Astigmatism and gain guiding in kerr-lens mode-locked lasers. *Opt. Lett.*, 20(8) :825–827, Apr 1995.
- [40] Jinan Xia and Min Hee Lee. Analysis of cavities for self-starting kerr-lens mode-locked lasers. *Appl. Opt.*, 41(3) :453–458, Jan 2002.

# Conclusion

Le développement de sources lasers femtosecondes énergétiques et de forte puissance moyenne ont un attrait dans de nombreux domaines que ce soit pour la Recherche académique ou pour des applications plus industrielles. Dans la course aux performances lasers et surtout à la très haute cadence, les matériaux dopés aux ions Ytterbium sont les plus appropriés. Plusieurs stratégies sur la gestion de la thermique pour une montée en puissance moyenne ont été proposées ces 10 dernières années : "Thin-Disk", "Slab" ainsi que la technologie fibrée. La principale limite de cette dernière solution est le faible diamètre de coeur des fibres optiques qui engendre des seuils d'apparition des effets non-linéaires relativement tôt. Pour remédier à cela, si l'on se place dans un schéma d'amplification CPA, il faut étirer temporellement les impulsions plus fortement et/ou utiliser des fibres à large aire modale. L'étirement d'impulsion a un coût (le prix varie de façon quadratique avec la taille des réseaux de diffraction) et ne peut être infini (qualité de recompression de l'impulsion). Il est donc nécessaire d'augmenter le diamètre de coeur des fibres. En 2008, dans le cadre d'une collaboration internationale, le CELIA a développé des fibres barreaux de nouvelle génération avec un diamètre de coeur de  $80 \mu m$ . Ces fibres offrent la possibilité d'obtenir des chaînes lasers femtosecondes de plusieurs centaines de  $\mu J$  à des cadences  $> 100$  kHz.

L'objectif initial de la thèse était de développer une source femtoseconde énergétique et de forte puissance moyenne, compacte et transportable pour des applications de déminage à l'Institut de Recherche de Saint-Louis ainsi que pour des applications de type champs forts avec la génération de sources secondaires XUV au sein du CELIA.

Le premier chapitre "**Généralités et état de l'art sur les lasers femtosecondes à fibres dopés Ytterbium**" était axé sur une présentation des matériaux Ytterbium et des nombreux avantages qui les caractérisent : pompage efficace par diodes lasers, compacité, robustesse...Par la suite, un état de l'art des sources de forte puissance a été réalisé en fonction des schémas d'amplification : "Thin-Disk", "Innoslab", "fibre cristalline" et bien entendu la solution "tout fibrée". La seconde partie a concerné l'étude de l'amplification d'impulsion brèves dans les fibres optiques. Après une présentation des principales caractéristiques spatio-temporelles d'une impulsion brève et des méthodes de caractérisations, une présentation des effets linéaires et non-linéaires a été réalisée. Ces effets non-linéaires sont les plus limitant pour une montée en énergie. Le choix d'une amplification à dérive de fréquence est devenu donc

inévitable. Tous les éléments étaient réunis pour aborder une présentation de l'état de l'art des chaînes lasers fibrés femtoseconde avant le début de ma thèse mais aussi l'évolution toujours grandissante durant ces trois années de thèse.

Le deuxième chapitre "**Laser à fibre femtoseconde énergétique et de forte puissance moyenne et applications**" a permis de présenter la chaîne laser Femto+ développée dans le cadre de cette thèse. Les choix concernant l'architecture globale du laser ont été explicités et les protocoles expérimentaux, notamment sur la préparation et l'utilisation des fibres microstructurées, ont été présentés. La chaîne laser ainsi réalisée est une chaîne laser fibrée compacte (1 m x 1 m 30) répondant au cahier des charges (fixé au début de ma thèse). La source est versatile en cadence 100 kHz-1MHz en changeant juste les paramètres (cadence, durée de porte et délai) de l'onde RF alimentant l'acousto-optique qui nous sert de diviseur de cadence. Pour un fonctionnement à 100 kHz, une énergie maximale de 200  $\mu J$  avec une durée d'impulsion de 512 fs a été obtenue. La principale limite à une augmentation de l'énergie provient de la phase non-linéaire qui devient difficile à compenser. Des pièdestaux importants apparaissent en raison de la phase résiduelle d'ordre 3 qu'il est difficile de contrecarrer même en jouant sur l'angle des réseaux pour changer le rapport  $\phi''/\phi'''$ . Pour une cadence de 1 MHz, une puissance maximale de 80 W @ 1 MHz avec une durée d'impulsion de 450 fs a été obtenue. Dans cette configuration, une limite de la puissance moyenne a été observée. Dès lors qu'on arrive à une puissance moyenne du signal amplifié de l'ordre de 80-100 W, le mode se met à battre spatialement entre les modes d'ordres supérieurs. Ce seuil peut être un peu repoussé en soignant l'injection, mais ne permet pas d'obtenir des puissances  $> 100$  W en sortie d'amplificateur.

Dans une deuxième partie, la chaîne laser a été utilisée dans le cadre de deux applications : tout d'abord, le transport d'impulsions femtosecondes énergétiques et le perçage athermique de plaques d'acier épaisses pour le déminage et ensuite, la génération de rayonnement secondaire XUV à haut flux. Concernant l'application du déminage, nous avons tout d'abord démontré le potentiel fort intéressant des fibres kagomés à coeur creux pour le transport d'impulsions femtosecondes de fortes énergies sur des distances relativement élevées. Une fibre kagomé avec un diamètre de coeur de 30  $\mu m$  a pu être évaluée afin de voir si les paramètres du faisceaux lasers sont altérés ou non. Par la suite, une comparaison de perçage sur différents matériaux avec et sans transport par fibre kagomé a été réalisé. En ce qui concerne le perçage de plaques d'acier épaisses, l'aspect très haute cadence  $> 100$  kHz a donc été un nouveau critère à prendre en compte en ce qui concerne l'aspect thermique et l'accumulation d'un grand nombre d'impulsions sur la surface de l'échantillon irradiée. Cette étude a permis de montrer que les lasers à fibres femtosecondes et énergétiques permettent d'obtenir un usinage à très grande vitesse. Du marquage a ainsi pu être réalisé à des vitesses de l'ordre du  $m.s^{-1}$ . Pour ce qui est de l'aspect perçage profond, des limitations ont pu être observées. Lorsqu'on utilise la technique de percussion pour réaliser l'usinage, le temps d'une phase d'ablation est du même ordre de grandeur que la période laser. Un plasma se forme entre deux impulsions successives. Ce plasma absorbe une partie de l'énergie laser et par rayonnement secondaire chauffe la

surface irradiée. Des effets thermiques tels que des boursoufflures ainsi qu'une dégradation de la qualité de l'usinage sont alors observés. De plus, grâce à une technique de visualisation pompe-sonde mis en place afin de visualiser le plasma, il a été montré, que des plasmas "secondaires" se forment sur des distances de plusieurs centaines de microns par rapport la surface. Il s'agit d'un claquage laser, sur les particules ablatées en suspension qui n'ont pas eu le temps de sortir de la zone irradiée. Dès lors, ces dernières particules constituent une réelle limitation pour un perçage profond. Il devient donc important de travailler sur le process d'ablation. Il faut d'une part "chasser" les particules en suspension par un jet de gaz par exemple mais aussi utiliser la technique de trépanation qui évite la superposition des impulsions les unes à la suite des autres sur le même volume irradié. Pour ce qui est de la profondeur, la technique de trépanation avec tête de trépanation hélicoïdale semble être une solution intéressante à étudier.

La deuxième application de ce chapitre consistait à réaliser un source secondaire XUV à haute cadence. Au début de ma thèse, la démonstration d'harmoniques d'ordres élevées à 1 MHz venait d'être démontrées. Les principaux problèmes de cette source étaient la stabilité du flux XUV émis ainsi que l'efficacité de génération, relativement faible à cause de la géométrie de forte focalisation utilisée. Concernant le premier aspect, les instabilités observées, provenaient principalement d'une instabilité en durée et en énergie du laser dues au non capotage des étireur/compresseur et des amplificateurs. Concernant l'efficacité de génération, celle-ci est intrinsèque aux systèmes faiblement énergétiques. Les travaux réalisés ont consisté à avoir la chaîne laser la plus stable possible ainsi que développer une chambre de génération optimisée pour un fonctionnement à haute cadence. Pour cela, en collaboration avec Amélie Cabasse post-doctorante au sein du CELIA dans le groupe "Harmoniques", nous avons réalisé une chambre de génération d'harmoniques d'ordres élevés. L'optimisation de la chambre de génération s'est faite à l'air libre en maximisant l'intensité visuelle du claquage dans l'air. Une étude en configuration standard avec jet effusif a donc débuté. L'optimisation du signal harmonique s'est faite en faisant varier différents paramètres tels que les gaz, la pression et la position du foyer de la lentille de focalisation. Une fois optimisé, nous avons changé la géométrie du jet par une cellule. Nous avons ainsi pu démontrer l'augmentation du flux de photons XUV en utilisant une cellule de 1 mm de long avec notamment un nombre de photon émis de plus de  $4 \times 10^{12}$  photons/s dans le xénon, correspondant à une efficacité globale de génération de  $5 \times 10^{-7}$ . La chambre de génération optimisée est aujourd'hui prête pour accueillir une chambre d'interaction pompe-sonde à la place de la chambre de caractérisation afin de réaliser des expériences résolues en temps.

La troisième partie "**Vers des impulsions plus énergétiques et plus courtes : le pompage forte brillance**" porte sur le concept du pompage forte brillance des matériaux dopés Ytterbium à l'aide des lasers à fibres dopés Ytterbium émettant à 976 nm. La première partie montre toute la problématique de génération du rayonnement à 976 nm des fibres dopées Ytterbium. Plusieurs configurations sont présentées afin de réaliser des sources de pompage les plus stables et les plus puissantes possibles.

Dans une seconde partie, les sources de pompage développées ont été utilisées dans le cadre de la réalisation d'un oscillateur ultracourt de forte puissance moyenne ainsi que dans l'étude d'un booster de forte énergie

et de forte puissance moyenne pour la chaîne laser Femto +. Grâce à la possibilité d'obtenir un faisceau de pompe de taille comparable à celle du signal au sein de la cavité, le verrouillage par lentille de Kerr a pu être mis en évidence. Compte tenu des forts gains qu'il est possible de réaliser, un coupleur élevé de 10 % a pu être utilisé tout en maintenant une intensité intra-cavité suffisante. Ainsi, des impulsions de 68 fs ont pu être générées. Le laser délivre aussi une puissance record de 2,3 W à une cadence de 73 MHz. Dans le cas de l'étude d'un booster pour la chaîne laser, nous avons ainsi pu démontrer des gains élevés de 3,2 en simple passage dans un cristal de 1 cm de longueur dopé à 6 % en ions Ytterbium. Le gain maximal petit signal rapporté dans la littérature n'était alors que de 1,2 à température ambiante. Les études menées sur ce dispositif de pompage sont loin d'être achevées et laissent entrevoir d'importants résultats à venir. Une source à très haute cadence, avec une durée d'impulsion inférieure à 200 fs et avec une énergie > mJ est désormais envisageable.

# Publications

## Revues

- C. Lecaplain, B. Ortaç, G. Machinet, J. Boulet, M. Baumgartl, T. Schreiber, E. Cormier, and A. Hideur, "High-energy femtosecond photonic crystal fiber laser," *Opt. Lett.* **35**, 3156-3158 (2010).
- J. Lhermite, G. Machinet, C. Lecaplain, J. Boulet, N. Traynor, A. Hideur, and E. Cormier, "High-energy femtosecond fiber laser at 976 nm," *Opt. Lett.* **35**, 3459-3461 (2010).
- J. Lhermite, C. Lecaplain, G. Machinet, R. Royon, A. Hideur, and E. Cormier, "Mode-locked 0.5  $\mu$ J fiber laser at 976 nm," *Opt. Lett.* **36**, 3819-3821 (2011).
- A. Cabasse, G. Machinet, A. Dubrouil, E. Cormier and E. Constant, "Optimization and phase matching of fiber-laser-driven high-order harmonic generation at high repetition rate *Optics Letters*, **37** (22), 4618-4620 (2012).
- G. Machinet, G. Andriukaitis, P. Sévillano, J. Lhermite, D. Descamps, A. Pugzlys, A. Baltuska and E. Cormier, "High-gain amplification in  $Yb : CaF_2$  crystals pumped by a high-brightness Yb-doped 976 nm fiber laser," *Applied Physics B : Lasers and Optics*, pp. 1-6. Article in Press (2013).
- Soumission à *Optics Letters* : G. Machinet, P. Sevillano, F. Guichard, R. Dubrasquet, P. Camy, J.-L. Doualan, R. Moncorgé, P. Georges, F. Druon, D. Descamps and E. Cormier, "High-brightness laser fiber pumped 68 fs-2.3 W Kerr-lens mode-locked  $Yb : CaF_2$  oscillator"

## Conférences nationales et internationales

- G. Machinet, J. Lhermite, and E. Cormier, "40 W picosecond fiber laser at 976 nm," in *CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications*, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CMS2.

- G. Machinet, J. Lhermite, and E. Cormier, "40 W narrow-bandwidth ps Yb-doped fiber laser at 976 nm and frequency conversion to 488 nm," in CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CJ45.
- C. Lecaplain, B. Ortaç, G. Machinet, J. Boulet, M. Baumgartl, T. Schreiber, E. Cormier, and A. Hideur, "High-energy femtosecond photonic crystal fiber laser," *Opt. Lett.* **35**, 3156-3158 (2010).
- G. Machinet, F. Guichard, R. Dubrasquet, J. Boulet, P. Camy, J. Doualan, R. Moncorge', S. Ricaud, F. Druon, P. Georges, D. Descamps, and E. Cormier, "Kerr lens mode-locking of Yb :CaF<sub>2</sub>," in Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2012), paper AM4A.9.
- J. Nillon, S. Montant, G. Machinet, and E. Cormier, "Phase-stabilized Few-cycle Optical Parametric Amplification at 2.1  $\mu\text{m}$  with 10  $\mu\text{J}$  at 100 kHz," in Lasers, Sources, and Related Photonic Devices, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2012), paper AW5A.3.
- J. Nillon, S. Montant, G. Machinet, and E. Cormier, "Phase-stabilized sub 3-cycle 100 kHz optical parametric amplifier at 2.1  $\mu\text{m}$ ," in Research in Optical Sciences, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2012), paper HT3C.3. é
- J. Boulet, R. Bello-Doua, R. Dubrasquet, N. Traynor, C. Lecaplain, A. Hideur, J. Lhermite, G. Machinet, C. Médina, and E. Cormier, "Visible and Infrared Sources based on Three-Level Ytterbium-doped Fiber Lasers," in Fiber Laser Applications, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper FThC5.
- A. Hideur, C. Lecaplain, B. Ortaç, G. Machinet, J. Boulet, E. Cormier, M. Baumgartl, and T. Schreiber, "Femtosecond Microjoule-Class Ytterbium Fiber Lasers," in Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper AWA10.
- G. Machinet, J. Lhermite, C. Lecaplain, J. Boulet, A. Hideur, N. Traynor, and E. Cormier, "High Energy Mode-Locked Fiber Laser at 976nm," in Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper AWA29.
- A. Pugzlys, G. Andriukaitis, D. Adam, A. Baltuska, G. Machinet, J. Lhermite, D. Descamps, E. Cormier, and R. Holzwarth, "Toward Efficient Femtosecond Solid State Yb Amplifiers Pumped by a 976-nm YDFA," in Advanced Solid-State Photonics, OSA Technical Digest (CD) (Optical

- Society of America, 2011), paper AWB5.
- G. Machinet, G. Andriukaitis, J. Lhermite, D. Descamps, A. Pugzlys, D. Adam, A. Baltuska, and E. Cormier, "High single-pass small signal gain in Femtosecond Solid State Yb :CaF<sub>2</sub> Amplifiers Pumped by a 976-nm YDFA," in CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CMB3.
  - J. Lhermite, G. Machinet, C. Lecaplain, J. Boulet, A. Hideur, N. Traynor, and E. Cormier, "Femtosecond Fiber Oscillator at 976 nm," in CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CMD4.
  - J. Lhermite, G. Machinet, C. Lecaplain, R. Royon, A. Hideur, and E. Cormier, "500 nJ mode-locked fiber laser at 976 nm," in CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CMS1.
  - J. Lhermite, G. Machinet, C. Lecaplain, R. Royon, A. Hideur, and E. Cormier, "500 nJ femtosecond fiber laser at 976 nm," in CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CJ55.
  - R. Royon, J. Lhermite, G. Machinet, L. Sarger, and E. Cormier, "Continuously tunable sub-ns ytterbium-doped MOPA system for frequency conversion," in CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CJP13.
  - R. Royon, J. Lhermite, G. Machinet, L. Sarger, and E. Cormier, "Tunable nanosecond ytterbium-doped master-oscillator fiber amplifier system," in CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CThDD3.
  - C. Lecaplain, B. Ortaç, G. Machinet, J. Boulet, M. Baumgartl, T. Schreiber, E. Cormier, and A. Hideur, "Sub-picosecond microjoule-class fiber lasers," in CLEO :2011 - Laser Applications to Photonic Applications, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CThM1.
  - G. Machinet, J. Lhermite, D. Descamps, G. Andriukaitis, A. Pugzlys, D. Adam, A. Baltuska, and E. Cormier, "High gain Yb :CaF<sub>2</sub> amplifier pumped by a high brightness Ytterbium doped fiber laser operating at 976nm," in CLEO/Europe and EQEC 2011 Conference Digest, OSA Technical Digest (CD) (Optical Society of America, 2011), paper CA114.





# Annexe A

## Source amplifiée de 2 cycles optiques à 2 $\mu m$ à 100 kHz

Une solution pour la génération d'impulsions attosecondes uniques et isolées est l'utilisation d'impulsions de quelques cycles optiques relativement énergétique ( $> 10 \mu J$ ) dont la phase du champ électrique est stabilisée. Nous allons dans cette annexe aborder l'intérêt d'avoir développer une source de quelques cycles optiques émettant à 2  $\mu m$  à partir de la chaîne laser Femto+. Ce travail a été réalisé avec Jullion Nillon, doctorant au CELIA sur la thématique des OPA.

### A.1 Intérêts d'une source "few cycle"

#### A.1.1 Génération d'impulsions attosecondes uniques

**Train d'impulsions attosecondes** Dans le domaine spectral, les harmoniques du plateau sont séparées de deux fois la pulsation fondamentale  $\omega_0$  et sont d'amplitudes comparables. Si on sélectionne N harmoniques du plateau en phases (A.1), on pourra ainsi obtenir dans le domaine temporel, un train d'impulsions séparées d'une demi période optique du fondamental soit 2 fs pour une longueur d'onde de 1030nm. L'intensité d'un tel champ est donnée par :

$$I(t) = \left| \sum_N A_q(t) \exp(i\omega_q t) \right|^2 \quad (\text{A.1})$$

La durée à mi-hauteur de chaque pic serait ainsi  $\tau_N = \frac{T_0}{2N}$  avec  $T_0$  la période du laser. Ainsi  $\tau_N = 250$  as pour  $N=10$  et  $\lambda=1030$  nm.

Cette situation n'est toutefois réalisable que s'il existe une relation de phase constante entre deux harmoniques consécutives.

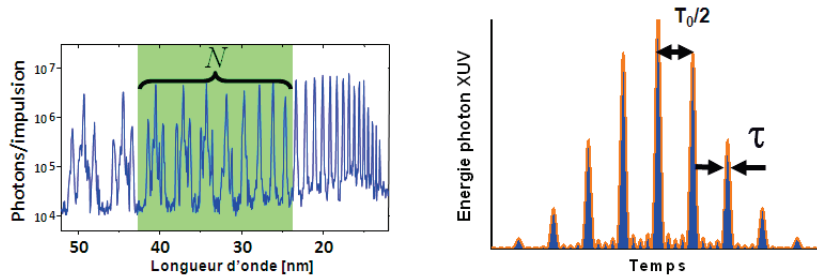


FIGURE A.1 – Emission d'un train d'impulsions attoseconde

Beaucoup de travaux ont donc été menés afin d'étudier la phase relative en fonction des différentes composantes spectrales. On pourra notamment citer les travaux de Philippe Antoine et al. (Figure A.2) qui ont permis de mettre en évidence et confirmer l'existence d'une relation de phase linéaire entre les harmoniques [1],[2],[3].

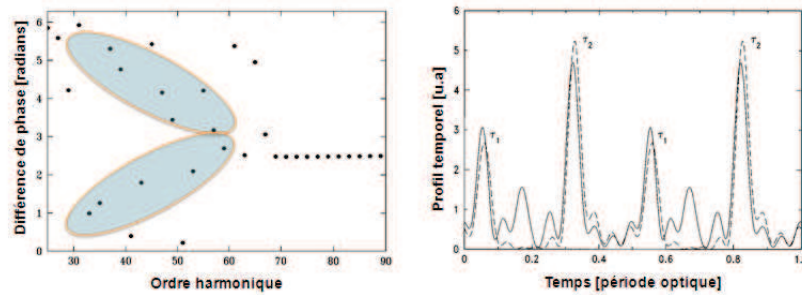


FIGURE A.2 – (a) Différence de phase entre les harmoniques consécutives. (b) Trains d'impulsions correspondant à la somme des harmoniques 11 à 41 obtenues dans le Néon [3].

**Impulsion attoseconde isolée** L'émission XUV a donc naturellement lieu sous forme d'un train d'impulsions attosecondes. Pour extraire une impulsion unique de ce train, il est nécessaire de briser la symétrie du processus afin de ne permettre l'émission XUV qu'à l'intérieur d'une demi période optique bien définie. Pour cela, plusieurs solutions sont envisageables et reposent sur une brisure de la périodicité du processus d'émission. Ceci est possible en modulant rapidement les paramètres critiques qui définissent l'efficacité de cette émission. Parmi ces paramètres, il est possible de faire varier rapidement l'intensité de l'impulsion fondamentale en utilisant des impulsions ultracourtes (confinement par variation rapide de l'intensité). La figure A.3 montre l'effet d'une durée d'impulsion fondamentale plus courte sur le spectre harmonique généré. On voit que le spectre devient de moins en moins modulé, ce qui est caractéristique de la présence d'une unique impulsion. Un autre paramètre sur lequel il est possible de "jouer" est l'état de polarisation de l'impulsion fondamentale qui peut aussi changer très rapidement. On parlera alors de confinement par variation rapide de la polarisation [4].

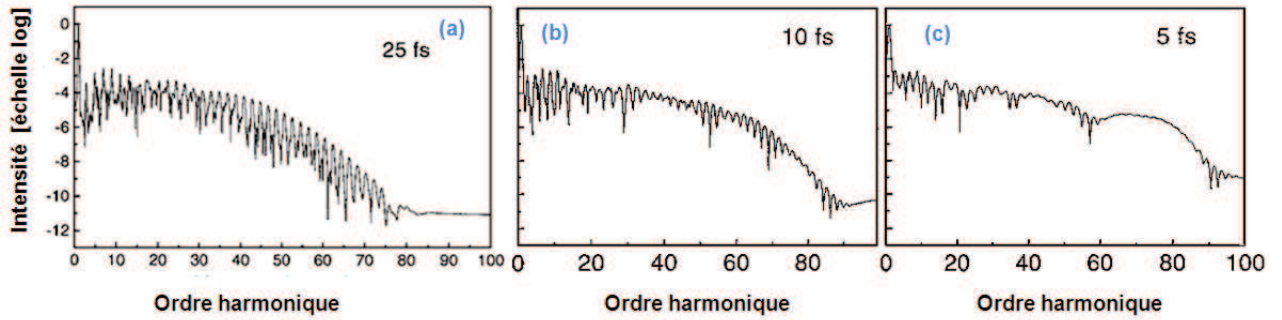


FIGURE A.3 – Simulations du spectre harmonique obtenu pour une intensité au foyer de  $1,1 \times 10^{15} \text{ W.cm}^{-2}$ . (a) Impulsion d'une durée de 25 fs; (b) Impulsion d'une durée de 10 fs et (c) impulsion d'une durée de 5 fs [5].

**Génération à l'aide d'une impulsion fondamentale ultracourte** Lorsque l'impulsion fondamentale ne dure que quelques cycles optiques, l'émission d'harmoniques est naturellement confinée dans ces quelques cycles optiques. De plus, l'intensité du champ laser change significativement d'un demi cycle à l'autre. En particulier, les harmoniques de la coupure ne peuvent être émises qu'autour du maximum de l'impulsion et, dans certains cas, uniquement pendant une demi période optique. En sélectionnant spectralement les radiations de la coupure, il est alors possible d'obtenir une impulsion sub-femtoseconde unique [6].

Des améliorations supplémentaires ont ensuite permis de générer des impulsions attosecondes encore plus courtes avec cette technique. En particulier, le contrôle de la phase absolue (CEP pour Carrier Envelope Phase) (Fig. A.4) de l'impulsion fondamentale s'est avéré primordial pour sélectionner une impulsion sub-fs unique. En effet, les résultats diffèrent suivant que le champ fondamental oscille dans son enveloppe comme un sinus ou un cosinus. Dans le cas d'un champ en cosinus (avec  $t = 0$  au maximum de l'enveloppe de l'impulsion) le champ maximum ne peut être atteint qu'une seule fois pendant l'impulsion alors que dans le cas d'un sinus (phase absolue =  $\pi/2$ ), le champ fondamental atteint sa valeur maximale deux fois durant chaque impulsion ce qui peut conduire à l'émission de deux impulsions attosecondes (Figure A.5) . Des techniques de contrôle de la phase absolue ont donc été développées et ce contrôle a permis de générer une impulsion sub-100 as isolée [7].

Le contrôle de la production d'impulsions attosecondes isolées nécessite donc la stabilisation et le contrôle de la CEP [8].

**Génération par la méthode de la "porte de polarisation"** La toute première technique qui fut proposée pour générer des impulsions attosecondes isolées via la génération d'harmoniques d'ordres élevés était basée sur l'extrême sensibilité de cette émission XUV par rapport à l'état de polarisation de l'impulsion fondamentale [9]. Cette émission XUV, maximale en polarisation linéaire, décroît très rapidement avec l'ellipticité du fondamental. En modulant temporellement l'ellipticité du champ fondamental, il est

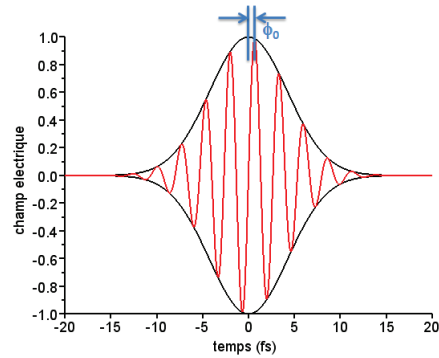


FIGURE A.4 – Porteuse (rouge) et enveloppe (noir) du champ électrique associé à une impulsion laser de durée 10 fs à la longueur d'onde centrale de 1030 nm.  $\phi_0$  est la CEP de l'impulsion.

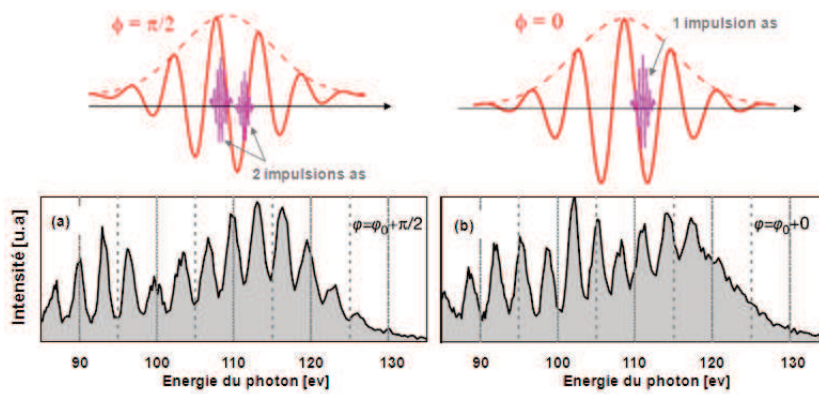


FIGURE A.5 – Effet de la CEP lors de la génération d'harmoniques. Le champ électrique et le peigne XUV généré par HHG sont représentés pour des durées d'impulsion de 10 fs soit 2 cycles pour des valeurs de CEP égale à 0 ou  $\frac{\pi}{2}$  [10]

possible de confiner l'émission d'harmonique autour des instants où la polarisation est linéaire (figure A.6).

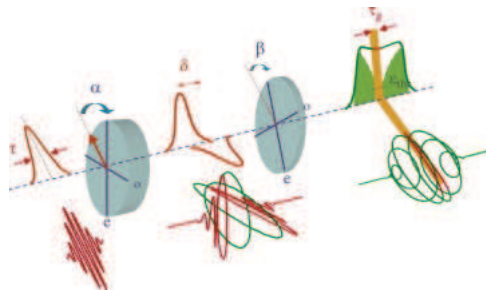


FIGURE A.6 – Principe de la porte de polarisation elliptique.

Lorsque cette modulation est rapide, il est possible d'isoler une seule impulsion attoseconde. Le grand

intérêt de cette seconde technique est de pouvoir confiner temporellement l'émission XUV dans une grande gamme spectrale puisque toutes les harmoniques évoluent de manière similaire en fonction de la polarisation de l'impulsion fondamentale. Potentiellement cette technique doit permettre de générer des impulsions sub-100 as.

### A.1.2 Production d'impulsions laser infrarouges de quelques cycles optiques

La production d'impulsions attosecondes par génération d'harmoniques d'ordres élevés impose donc de disposer d'une source primaire dont l'intensité atteint le régime de champ fort avec en plus, dans le cas d'impulsions attosecondes uniques, une durée d'impulsion limitée à quelques cycles optiques et dont la phase est stabilisée. Afin de posséder des impulsions lasers intenses et ultrabrèves de quelques cycles optiques, deux méthodes peuvent être envisagées :

- La post-compression
- L'amplification paramétrique optique en configuration large bande

**Post-compression d'impulsions femtosecondes** La technique de post-compression repose sur un élargissement du spectre par création de nouvelles longueur d'onde en utilisant l'auto-modulation de phase dans un matériau ou plus généralement dans un gaz. Les impulsions sont élargies spectralement puis sont recomprimées à l'aide de miroirs chirpés (fonctionnement détaillé au chapitre 4). Dans le cas du gaz, celui-ci (Argon, Xénon, Krypton ou autre) est contenu dans une fibre creuse ou capillaire afin de confiner et de guider les impulsions sur la distance désirée.

Nous avons développé un banc de post-compression (Fig. A.7), toutefois devant l'énergie relativement modérée de la chaîne laser ainsi que des durées relativement longues, cela nécessitait l'utilisation de très forte pression de gaz  $> 10$  bars rendant le système très complexe. Même sous ces fortes pressions, l'élargissement n'était qu'une dizaine de nanomètres ce qui rendait impossible l'obtention d'impulsion sub 100 fs. Il est alors nécessaire de réaliser deux étages successifs. Ce schéma a été réalisé par l'équipe de Jens Limpert [11] en utilisant une source fibrée mJ ayant une durée d'impulsions de 800 fs. Les durées obtenues successivement en sortie du premier et second étage sont 112 fs et 35 fs. Cette durée finale de 35 fs représente toutefois 10 cycles optique à 1030 nm. À noter que notre système laser ne possède pas la CEP et qu'il conviendrait de ce fait de disposer d'un oscillateur avec CEP stabilisée.

**Amplification paramétrique optique** Nous avons opté pour la réalisation d'un OPA en configuration d'amplification large bande. Ce travail a été réalisé avec Julien Nillon, doctorant, étudiant la réalisation d'OPAs en régime de forte énergie et de forte puissance moyenne.

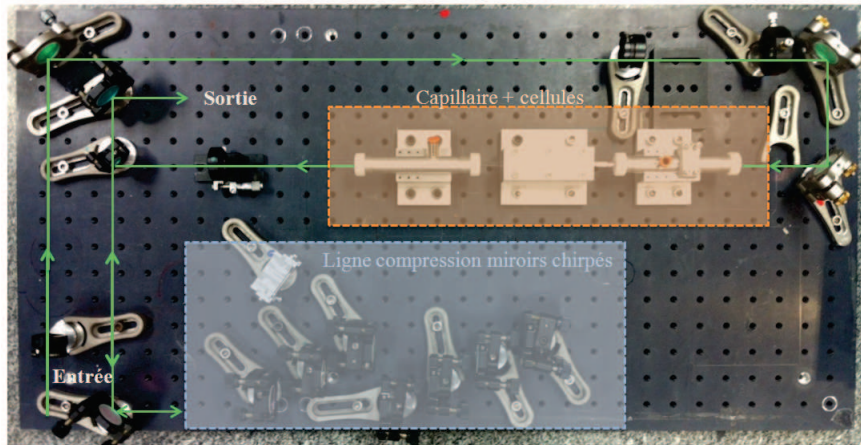


FIGURE A.7 – Ligne de post-compression portable développée pour le CPA Femto+.

### A.1.3 Quelques propriétés sur l'amplification paramétrique optique

**Principe Amplification Paramétrique Optique** L'étude du fonctionnement des amplificateurs paramétriques dépasse le cadre de cette thèse et a déjà été décrit en détail dans plusieurs références [13],[12]. Nous nous bornerons ici à rappeler brièvement le principe de l'amplification paramétrique optique afin de comprendre les choix qui ont été faits. Les premiers schémas d'amplification seront volontairement réalisés pour les lasers titane :saphir et nous montrerons comment s'est fait la transposition pour un fonctionnement à 1030 nm.

L'amplification paramétrique optique repose sur le principe de la différence de fréquences dans un cristal non-linéaire à susceptibilité du second ordre. Ce principe est rappelé sur la figure A.8. Un faisceau de pompe intense, de pulsation  $\omega_p$  ainsi qu'un faisceau signal très faible, de pulsation  $\omega_i$  sont envoyés dans un cristal non-linéaire ( $\chi^{(2)}$ ). Par différence de fréquences, une partie des photons du faisceau pompe, est convertie en paires de photons de pulsations  $\omega_s$  et  $\omega_i$ .

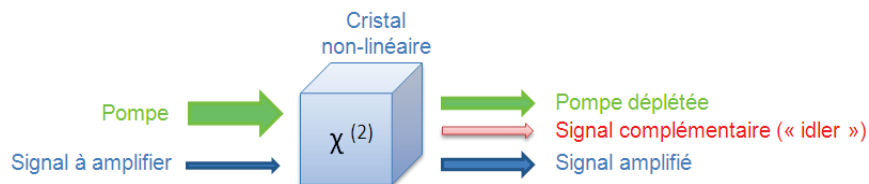


FIGURE A.8 – Principe de l'amplification paramétrique optique.

La conversion est régie par les relations de conservation de l'énergie et de l'impulsion (A.2). L'interaction au sein du cristal du champ de pompe avec le champ signal se traduit donc par une amplification de ce dernier et l'apparition d'un faisceau complémentaire nommé plus communément "idler" de pulsation

$$\omega_i = \omega_p - \omega_s.$$

$$\begin{cases} \omega_p = \omega_s + \omega_i \\ \vec{k}_p = \vec{k}_s + \vec{k}_i \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

La figure A.9 représente schématiquement les diagrammes de conservations de l'énergie en mettant en avant deux configurations : la première étant le cas général où les énergies des photons idlers et signal sont différents, la deuxième représentant l'amplification à la dégénérescence où  $\omega_i = \omega_s = \frac{\omega_p}{2}$ .

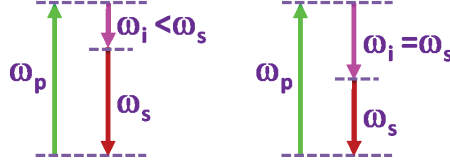


FIGURE A.9 – Interprétation énergétique de l'amplification paramétrique optique : diagrammes photoniques découlant de la relation de Manley-Rowe pour le cas de l'amplification paramétrique. A gauche : cas général avec  $\omega_i < \omega_s$ , à droite, configuration dégénérée avec  $\omega_i = \omega_s$

Dans le cas d'impulsions courtes, plusieurs processus limitent cette amplification :

- Les impulsions pompe et signal ne se propagent pas à la même vitesse dans le cristal ce qui réduit leur interaction et la longueur utile du cristal (désaccord de vitesse de groupe ou GDM pour "Group Delay Mismatch")
- Durant leur propagation les impulsions sont étirées en raison de la dispersion de la vitesse de groupe ou GDD pour "Group Delay Dispersion" ce qui diminue l'amplification

La loi de conservation de l'impulsion détermine quant à elle, les conditions d'accord de phase. Cet accord de phase réalisé grâce à la biréfringence des cristaux utilisés, est relativement sélectif en fréquence. L'intérêt majeur étant une très forte accordabilité en longueur d'onde, et un potentiel pour amplifier de larges bandes spectrales et ainsi d'obtenir des impulsions très courtes.

**Amplification large bande colinéaire ou non-colinéaire ?** Même si comme nous venons le voir, les conditions d'accord de phase sont drastiques, deux configurations d'amplification bien connues dans ce domaine de recherche permettent d'atteindre des accords de phase sur une très grande plage spectrale rendant possible l'amplification d'impulsions large bande : l'OPA non-colinéaire à l'angle magique et l'OPA colinéaire à la dégénérescence.

Dans le cas de la configuration non-colinéaire, découverte en 1995 par Gale et al. [14] un angle  $\alpha$  entre la pompe et le signal permet d'obtenir une accordabilité de l'amplification sur une très grande bande spectrale et pour un angle  $\alpha_m$  bien particulier appelé angle "magique", d'obtenir une amplification très large bande sur plus de 200 nm . Cet angle (A.3) est donné par :



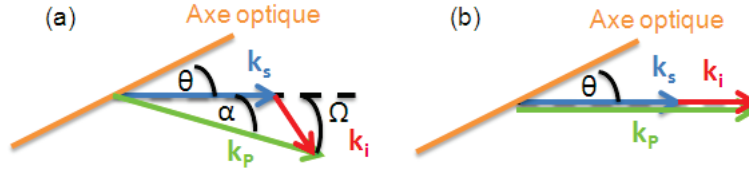
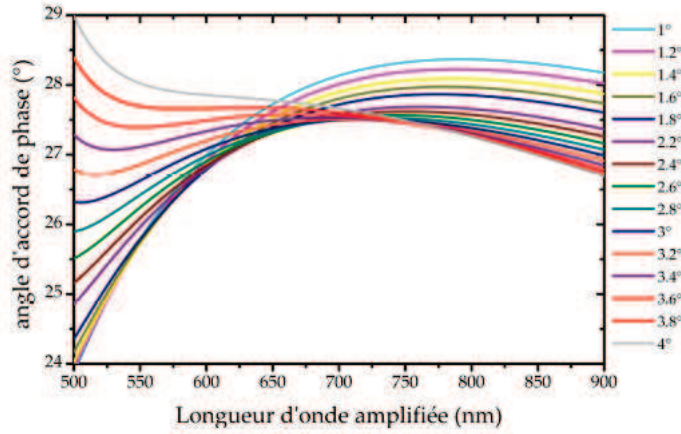


FIGURE A.10 – Amplification paramétrique optique en configuration : non-colinéaire (a) et colinéaire(b).

$$\alpha = \arcsin \left( \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{v_{gs}}{v_{gi}}\right)^2}{1 + 2\frac{v_{gs}n_s\lambda_i}{v_{gi}n_i\lambda_s} + \left(\frac{n_s\lambda_i}{n_i\lambda_s}\right)^2}} \right) \quad (\text{A.3})$$

FIGURE A.11 – Courbes d'accord de phase dans un cristal de BBO type I pompé à 400 nm en fonction de l'angle  $\alpha$  entre la pompe et le signal.

On remarque en effet sur la figure A.11 que pour un angle  $\alpha = 3,6$  la courbe d'accord de phase s'aplatit et reste constante au voisinage de la longueur d'onde centrale de 600 nm sur une plage de plus de 100 nm. En configuration, colinéaire à la dégénérescence, la structure d'accord de phase est différente et présente une structure parabolique (Figure A.12). On voit dès lors qu'en se décalant légèrement du sommet, il est possible d'amplifier deux longueurs d'onde en même temps. Le spectre de l'impulsion amplifiée aura donc une structure de "chameau". Une autre remarque importante est que le spectre amplifié à 1,6  $\mu\text{m}$  est deux fois plus large qu'à 800 nm en raison d'un zéro de dispersion du BBO au voisinage de 1,55  $\mu\text{m}$ .

De plus, notons que nous n'avons considéré que des ondes monochromatiques dans ce qui précède. Puisque nous travaillons en régime femtoseconde, nos spectres sont relativement larges. L'idler en configuration non-colinéaire sera dispersé angulairement, rendant ainsi impossible son utilisation pour la génération d'harmoniques puisque l'intensité au foyer sera considérablement réduite. Cependant, le fait d'utiliser des impulsions larges spectralement permet dans les deux configurations d'augmenter la bande

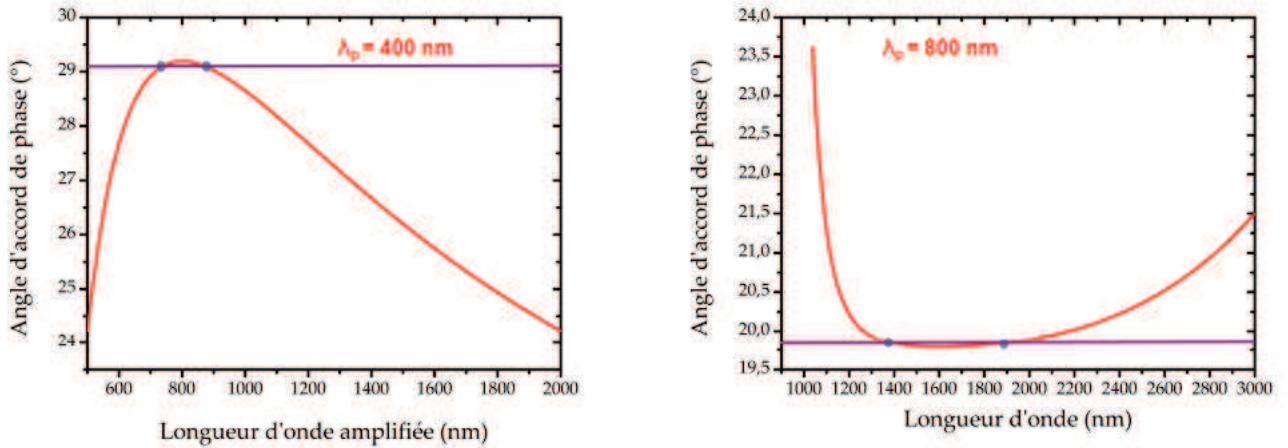


FIGURE A.12 – Accord de phase dans le BBO type I pour un pompage à 400 et 800 nm à la dégénérescence.

d'amplification (Figure A.13).

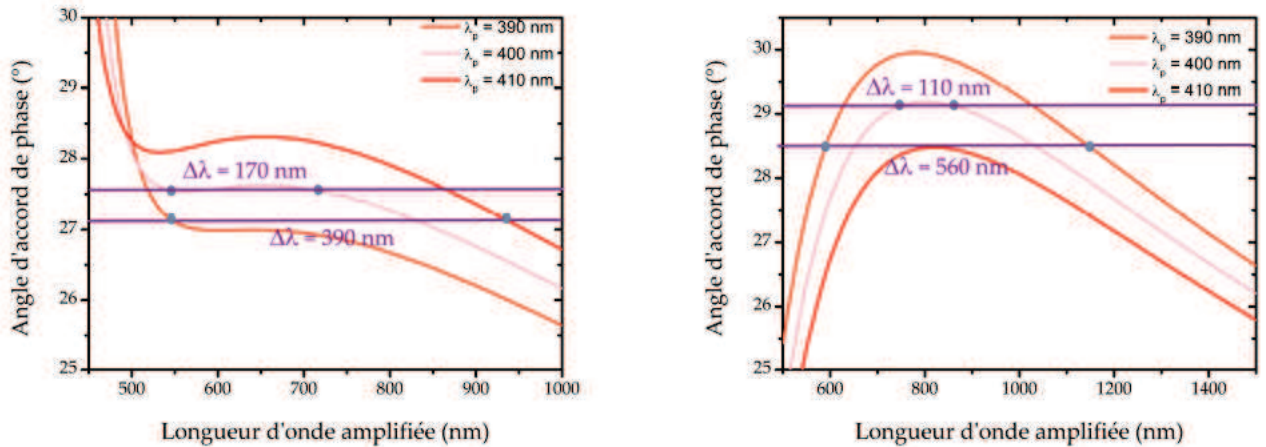


FIGURE A.13 – Courbe d'accord de phase dans le BBO en géométrie non-colinéaire à l'angle magique (à gauche), en géométrie colinéaire à la dégénérescence (à droite).

Nous venons donc de voir que potentiellement deux techniques sont envisageables pour réaliser notre OPA. Toutefois à une longueur d'onde de pompe de 1030 nm, il n'existe pas de cristaux conventionnels efficaces permettant d'obtenir un angle magique. En tenant compte de toutes ces remarques, nous avons décidé d'opter pour une configuration d'amplification colinéaire à la dégénérescence en utilisant un cristal de BBO. La figure A.14 représente l'accord de phase à la dégénérescence pour une impulsion ayant une longueur d'onde centrale à 1030 nm et une largeur spectrale à mi-hauteur de 4 nm soit environ 8 nm à la base. Il sera alors possible d'amplifier un spectre de plus de 350 nm.

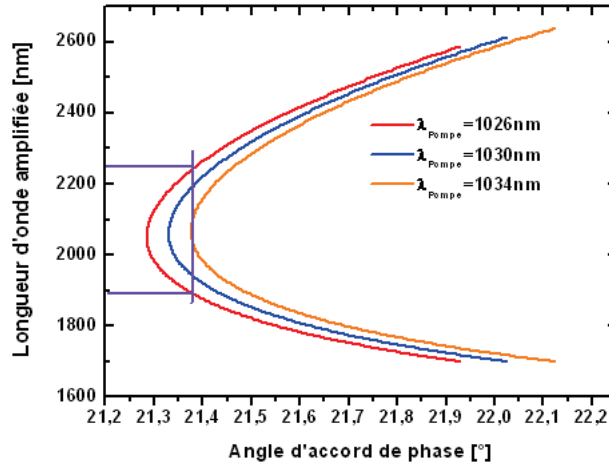


FIGURE A.14 – Accord de phase dans le BBO type I pour différentes longueur d'onde de pompe allant de 1026 nm à 1034 nm.

**Configuration pour obtenir une CEP stabilisée passivement** Jusqu'à présent nous venons de voir quelle configuration utiliser pour générer les impulsions les plus courtes possibles. Nous n'avons pas encore traité la partie stabilisation de phase. Comme évoqué précédemment, la chaîne laser développée ne possède pas de phase stabilisée. Il existe bien évidemment des techniques actives avec des boucles de rétroactions pour corriger les dérives de phase sur les oscillateurs, mais ces techniques sont relativement complexes à mettre en place, et requièrent des asservissements électroniques complexes. Un point important sur les OPAs et qu'il est possible sous certaines conditions de pouvoir obtenir un signal amplifié possédant une stabilisation passive de la CEP. Afin de comprendre pourquoi, revenons quelques instants sur la loi de conservation de l'énergie définit quelques lignes plus haut (A.2). Cette équation permet dans le cas d'un mélange à trois ondes de définir une loi de conservation de la phase telle que :

$$\phi_3 - \phi_2 - \phi_1 = cste \quad (\text{A.4})$$

On constate alors que le processus de conversion de fréquence introduit un déphasage supplémentaire constant. Il est montré [15] que dans le cadre d'une différence de fréquence (DFG pour Difference Frequency Generation), la valeur de ce déphasage est de  $\frac{\pi}{2}$  et dans le cadre d'une somme de fréquence (SHG pour Sum Frequency Generation), la valeur est de  $-\frac{\pi}{2}$ .

Ainsi, à titre d'exemple, pour un doublage en fréquence (SHG pour Second Harmonique Generation), si  $\phi_0$  est la phase du faisceau fondamentale alors la phase du faisceau doublée sera :

$$\phi_{SHG} = 2\phi_0 + \frac{\pi}{2} \quad (\text{A.5})$$

Dans le cas d'une différence de fréquences, ce qui est le cas pour le signal complémentaire "idler", on obtiendra ainsi :

$$\phi_{idler} = \phi_p - \phi_s + \frac{\pi}{2} \quad (\text{A.6})$$

De ce fait, si l'on réalise une configuration de telle sorte que  $\phi_s - \phi_p$  soit égale à une constante, on aura une onde complémentaire (idler) dont la phase sera stabilisée passivement.

## A.2 Dispositif expérimental

### A.2.1 Configuration idéale

La figure A.15 représente une configuration type afin d'obtenir un signal amplifié à  $2 \mu\text{m}$  large bande avec une phase stabilisée. La première étape consiste à générer le signal à  $2 \mu\text{m}$  en réalisant un continuum dans une lame. Si cette méthode, simple et efficace est couramment utilisée pour les impulsions ayant une durée inférieure à 100 fs, elle l'est beaucoup moins pour les impulsions longues.

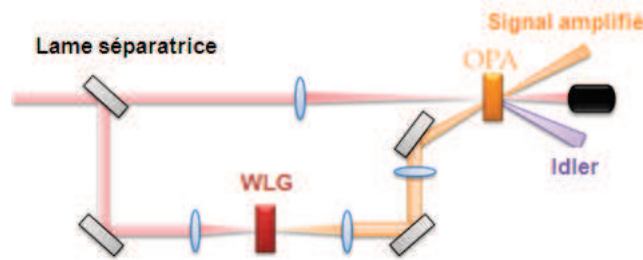


FIGURE A.15 – Configuration idéale afin d'obtenir un signal amplifié large bande à  $2 \mu\text{m}$  avec CEP stabilisée.

En effet, générer un supercontinuum dans une lame avec des impulsions relativement longues peut s'avérer être difficile. Pour compenser, la durée relativement longue pour ce genre de processus, il est nécessaire soit d'augmenter l'énergie dans la lame, soit de focaliser plus fort afin d'obtenir la même intensité critique. Dans les deux cas, le seuil de dommage devient un problème. Deux solutions peuvent être envisagées. La première consisterait à réaliser la post-compression de la chaîne laser afin d'obtenir des impulsions de l'ordre de 100 fs, mais cela impliquerait une très forte perte d'énergie (50 %). La deuxième serait de monter la lame sur une platine de rotation motorisée afin de limiter l'accumulation des dommages [17]. Toutefois, cette technique implique une parfaite homogénéité de la lame ainsi que de la planéité. Dans le cas contraire, la stabilité en énergie du continuum serait compromise ainsi que la stabilité en pointé. Des travaux récents ont permis d'accroître le champ des matériaux utilisés pour la réalisation de continuum (limité auparavant au saphir). Il est en effet possible d'utiliser des lames de YAG plus propices à un fonctionnement à haute cadence [16]. Toutefois si la problématique de générer

des continuums stables est résolue, faut-il cependant atteindre des longueurs d'ondes autour de  $2 \mu\text{m}$  dans notre cas.

La figure A.16, montre le spectre obtenu dans une lame de YAG de 4 mm d'épaisseur pour une énergie incidente de  $4 \mu\text{J}$ . On voit que la partie visible du spectre démarre à 550 nm ce qui correspond à un idler à 550 nm. Lorsqu'on augmente l'énergie, la lame s'endommage. On ne peut donc pas générer directement notre signal à  $2 \mu\text{m}$ .

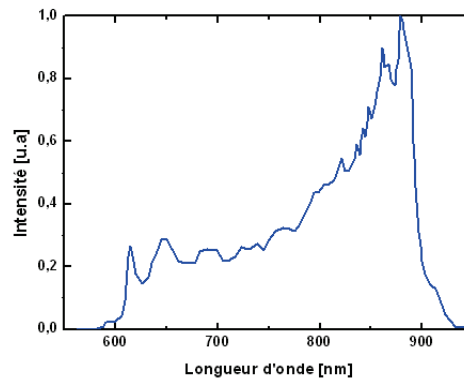


FIGURE A.16 – Partie visible du spectre généré dans la lame de YAG.

### A.2.2 Configuration réalisée

Une alternative a été proposée par J. Nillon. Afin de générer notre signal à  $2 \mu\text{m}$ , il a donc fallu réaliser un étage OPA supplémentaire. Il s'agit d'un OPA en configuration colinéaire afin d'éviter la dispersion angulaire de l'idler. Il sera pompé par un faisceau pompe à 515 nm. En effet, un signal provenant de la lame de YAG à 685 nm aura son idler à 2,08 nm. Le signal à  $2 \mu\text{m}$  à amplifier proviendra donc de l'idler du premier étage d'OPA. La figure A.17 représente le schéma de principe de la configuration développée.

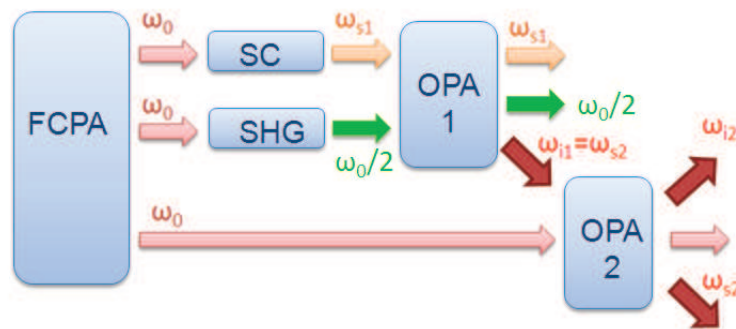


FIGURE A.17 – Schéma en blocs de l'OPA à  $2 \mu\text{m}$  réalisé.

Le dispositif expérimental complet de l'OPA est représenté sur la figure A.18. L'OPA est construit à partir d'une division en trois faisceaux de Femto + avec la répartition énergétique suivante :

- $\sim 4 \mu J$  pour générer le spectre visible dans la lame de YAG,
- $\sim 10 \mu J$  pour générer la pompe à 515 nm,
- $\sim 70 \mu J$  pour le faisceau de pompe de l'OPA à la dégénérescence.

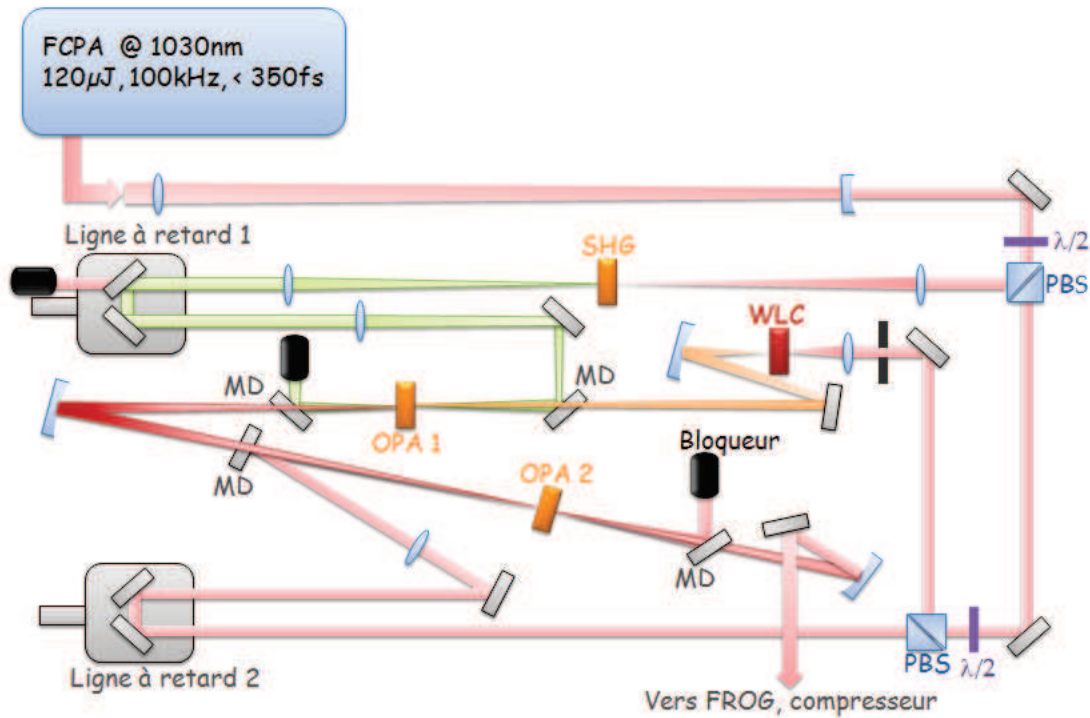


FIGURE A.18 – Dispositif expérimental de l'OPA

La première étape consiste donc à générer le signal à  $2 \mu m$ . Pour cela, une énergie de  $4 \mu J$  est utilisée afin de générer un spectre large autour de  $685 \text{ nm}$  dans une lame de YAG (Figure A.16). Pour permettre une émission de l'idler autour de  $2 \mu m$ , il est nécessaire d'avoir une pompe à  $515 \text{ nm}$ . Le faisceau de pompe à  $515 \text{ nm}$  est réalisé en doublant en fréquence  $10 \mu J$  du faisceau fondamental dans un cristal de BBO de type 1 taillé à  $23,4^\circ$ .  $7 \mu J$  à  $515 \text{ nm}$  sont ainsi obtenus ce qui représente une efficacité de  $65 \%$ . Le choix du cristal de l'OPA permettant l'obtention d'un spectre large à  $2 \mu m$  est par la suite crucial. Dans le cadre de cette étude deux cristaux ont été utilisés, à savoir un cristal de LBO type 1 de  $7 \text{ mm}$  de long et un cristal de BBO type 1 de  $5 \text{ mm}$  de long. La pompe est focalisée dans les deux cristaux jusqu'à obtenir une intensité voisine de  $120 \text{ GW/cm}^2$ . Il en va de même pour le faisceau signal.

La figure A.19 représente les résultats obtenus pour les deux cristaux. En raison d'un accord plus large bande dans le cas du LBO pour un signal autour de  $700 \text{ nm}$ , nous avons réussi à obtenir un signal idler centré à  $2 \mu m$  avec une largeur spectrale supérieure à  $500 \text{ nm}$ . Dans cette configuration, le signal

est amplifié jusqu'à une énergie de  $1,1 \mu\text{J}$  alors que l'idler a une énergie de 400 nJ ce qui correspond à une efficacité de 21%.

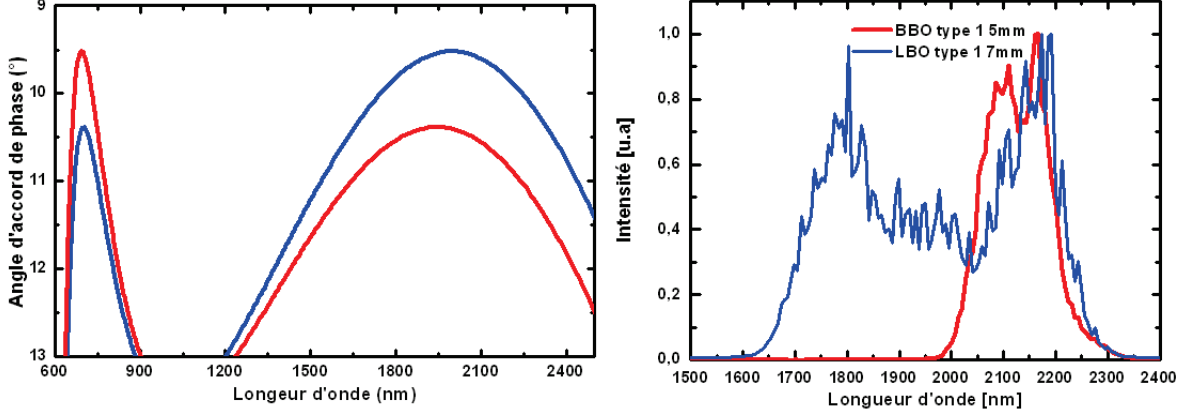


FIGURE A.19 – (A gauche) Accord de phase dans le BBO et le LBO type I. (A droite) Spectre de l'idler obtenu à la sortie du 1er étage d'OPA.

### A.2.3 Stabilisation passive de la phase

L'idler provenant du premier étage d'OPA est donc le signal pour le second OPA basé sur un cristal de BBO de type 1, d'une épaisseur de 4 mm, taillé à  $21,3^\circ$ . Cet étage sera pompé avec un faisceau du fondamental d'une puissance de 7 W à 1030 nm, soit  $70 \mu\text{J}$ , focalisé dans le cristal à une intensité de  $160 \text{ GW}/\text{cm}^2$ . Si l'on regarde à présent la phase du signal amplifié et de l'idler dans le second étage, en utilisant les équations A.5 et A.6 on obtient les résultats suivants :

	OPA 1	OPA 2
Fréquence de la pompe $\omega_p$	$2\omega_0$	$\omega_0$
Phase de la pompe $\phi_p$	$2\phi_0 + \frac{\pi}{2}$	$\phi_0$
Phase du signal $\phi_i$	$\phi_{s1} = \phi_0 + \frac{\pi}{2}$	$\phi_{s2} = \phi_{i1}$
Phase de l'idler $\phi_i$	$\phi_{i1} = \phi_0 - \frac{\pi}{2}$	$\phi_{i2} = 0$

La phase de l'idler dans le dernier étage d'OPA est donc nulle. Il y a donc une stabilisation passive de la phase.

## A.3 Résultats obtenus

### A.3.1 Caractéristiques spectrales

Puisque l'idler et le signal amplifié du second étage ont exactement les mêmes caractéristiques (polarisation, spectre...), nous avons ajouté un léger angle entre la pompe et le signal. Cet angle doit être

gardé le plus petit possible afin d'éviter une dispersion angulaire de l'idler trop importante. L'énergie totale (idler+signal) obtenue en sortie d'amplification est de  $19 \mu J$  ce qui représente une efficacité de 27 %. Le spectre amplifié (identique à celui de l'idler) est large de plus de 300 nm et est centré à  $2,05 \mu m$  (Figure A.20).

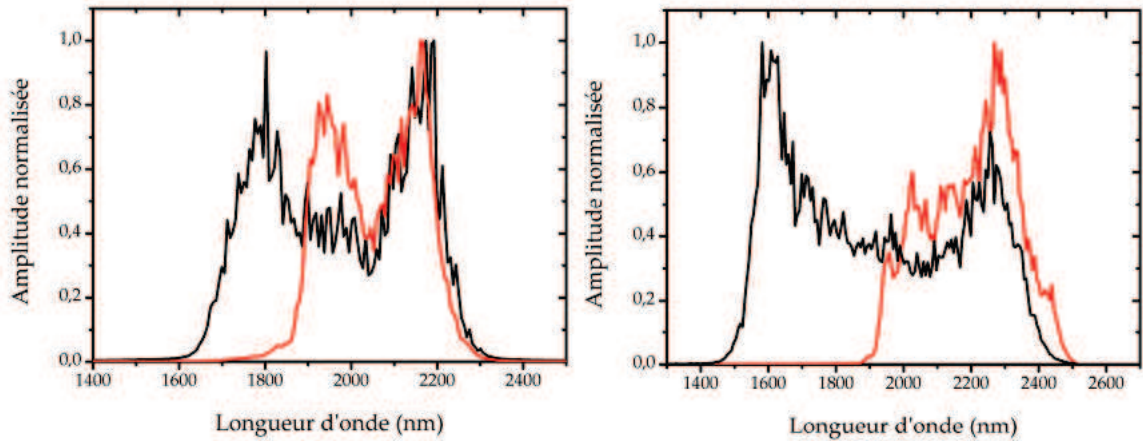


FIGURE A.20 – Spectre amplifié obtenu dans le dernier étage amplificateur en fonction de l'angle dans le premier étage.

### A.3.2 Domaine temporel : recompression

Compte tenu de la très grande largeur spectrale obtenue, les impulsions doivent être recomprimées. Mais quel est le signe de la GDD (Groupe Delay Dispersion) de l'idler ? Puisque la GDD du signal dans le premier étage est positive, la phase de l'idler est négative ( $\phi_p = \phi_s + \phi_i$  où  $\phi_p = 0$ ). Dans le deuxième étage les rôles s'inversent et on obtient une GDD de l'idler positive. Par chance, il s'avère, que la plupart des matériaux optiques présentent leur zéro de dispersion au voisinage de  $1.4 \mu m$  (Figure A.21)

Il est alors possible de recomprimer temporellement l'idler en propageant le faisceau à travers une épaisseur appropriée d'un matériau transparent (réduction des pertes). Nous avons dès lors choisi d'utiliser des lames de silice et de saphir de différentes épaisseurs. La caractérisation temporelle s'effectue en utilisant un FROG. La plus courte durée a été obtenue en utilisant une lame de silice de 6 mm d'épaisseur. Dans ce cas là, les impulsions sont recomprimées jusqu'à une durée de 16 fs (Figure A.22)..

Cette durée d'impulsion représente 2,2 cycles à  $2 \mu m$ . Toutefois en raison de l'absence d'un traitement antireflet des lames utilisées, l'énergie finale n'est que de  $4 \mu J$  soit une intensité de 250 MW.



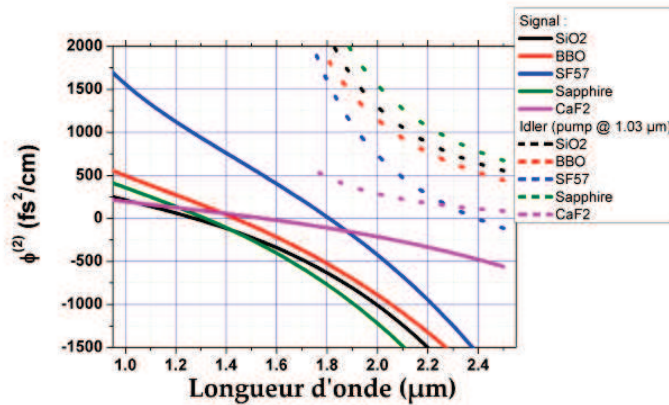


FIGURE A.21 – Valeur du  $\phi_2$  en fonction de la longueur d'onde pour différents matériaux au voisinage de 2  $\mu\text{m}$  pour le signal (traits pleins) et pour l'idler (traits pointillés).

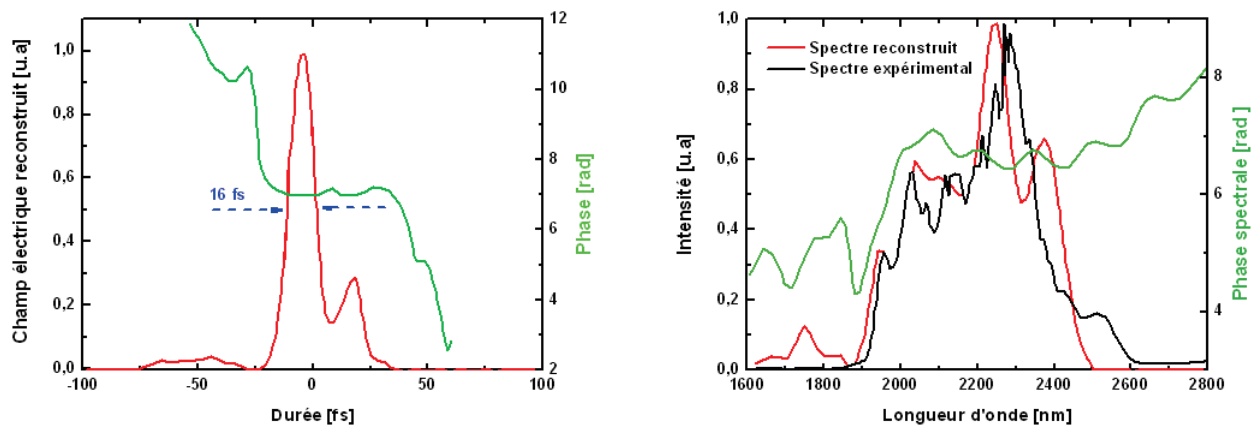


FIGURE A.22 – Mesure FROG en comprimant l'idler avec 6 mm de silice A gauche : reconstruction du champ électrique (rouge) et de la phase résiduelle (violet) associés à l'impulsion. A droite : spectre expérimental (noir) et reconstruit (rouge) ainsi que la phase spectrale résiduelle (vert).

## A.4 Bilan

En conclusion, nous avons démontré la génération d'impulsion de 16 fs soit 2,2 cycles optique dont la CEP est stabilisée passivement à une cadence de 100 kHz. L'énergie actuelle n'est que de 4  $\mu\text{J}$  ce qui représente une intensité crête de 250 MW. Cette valeur reste toutefois en encore un peu trop faible pour pouvoir obtenir très "facilement" des harmoniques. Toutefois l'énergie de cette source peut facilement être augmentée en augmentant la puissance du faisceau fondamental. Cette nouvelle source qui représente l'état de l'art en terme de cycles optiques comparativement au 9 cycles optiques obtenus par Chalus et al. [18] est donc un pas supplémentaire vers l'obtention d'impulsions attosecondes uniques à très haute cadence.

## Bibliographie

- [1] Antoine, P. and L'Huillier, A. and Lewenstein, M., "Attosecond pulse trains using high-order harmonics," *Physical Review Letters* **77**, 1234–1237, 1996.
- [2] Antoine, Ph. and Piraux, B. and Milosevic, D.B. and Gajda, M., "Generation of ultrashort pulses of harmonics," *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **54**, R1761–R1764, 1996.
- [3] Antoine, Ph. and Piraux, B. and Milosevic, D.B. and Gajda, M., "Temporal profile and time control of harmonic generatio," *Laser Physics* **7**, 594–601, 1997.
- [4] Sola, I.J. and Zaïr, A. and Lopez-Martens, R. and Johnsson, P. and Varju, K. and Cormier, E. and Mauritsson, J. and L'Huillier, A. and Strelkov, V. and Mevel, E. and Constant, E., "Temporal and spectral studies of high-order harmonics generated by polarization-modulated infrared fields," *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **74**, 2006.
- [5] hristov, I.P. and Murnane, M.M. and Kapteyn, H.C., "High-harmonic generation of attosecond pulses in the "Single-Cycle" regime," *Physical Review Letters* **78**, 1997.
- [6] Hentschel, M. and Kienberger, R. and Spielmann, Ch. and Reider, G.A. and Milosevic, N. and Brabec, T. and Corkum, P. and Heinzmann, U. and Drescher, M. and Krausz, F., "Attosecond metrology," *Nature* **414**, 509–513, 2001.
- [7] Goulielmakis, E. and Schultze, M. and Hofstetter, M. and Yakovlev, V.S. and Gagnon, J. and Uiberacker, M. and Aquila, A.L. and Gullikson, E.M. and Attwood, D.T. and Kienberger, R. and Krausz, F. and Kleineberg, U., "Single-cycle nonlinear optics," *Science* **320**, 1614–1617, 2008.
- [8] de Bohan, Armelle and Antoine, Philippe and Milošević, Dejan B. and Piraux, Bernard, "Phase-Dependent Harmonic Emission with Ultrashort Laser Pulses," *Phys. Rev. Lett.* **81**, 1837–1840, 1998.
- [9] Tcherbakoff, O. and Mevel, E. and Descamps, D. and Plumridge, J. and Constant, E., "Time-gated high-order harmonic generation," *Physical Review A - Atomic, Molecular, and Optical Physics* **68**, 043804/1-043804/4, 2003.
- [10] Baltuska, A. and Udem, Th. and Uiberacker, M. and Hentschel, M. and Goulielmakis, E. and Gohle, Ch. and Holzwarth, R. and Yakovlev, V.S. and Scrinzi, A. and Hanscht, T.W. and Krausz, F., "Attosecond control of electronic processes by intense light fields," *Nature* **421**, 611–615, 2003.
- [11] S. Hädrich and H. Carstens and J. Rothhardt and J. Limpert and A. Tünnermann, "Multi-gigawatt ultrashort pulses at high repetition rate and average power from two-stage nonlinear compression," *Opt. Express* **19**, 7546–7552, 2011.

- [12] Nillon, J., “Amplification paramétrique ultra-large bande dans l’infrarouge en régime de forte énergie et de forte puissance moyenne,” Ph.D Thesis Université Bordeaux 1, 2012.
- [13] Aguergaray, C., “Amplification paramétrique optique d’impulsions femtosecondes à très haute cadence,” Ph.D Thesis Université Bordeaux 1, 2007.
- [14] G. M. Gale and M. Cavallari and T. J. Driscoll and F. Hache, “Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator,” *Opt. Lett* **20**, 1562–1564, 1995.
- [15] Cerullo, G. and Baltuska, A. and Mücke, O.D. and Vozzi, C., “Few-optical-cycle light pulses with passive carrier-envelope phase stabilization,” *Laser and Photonics Reviews* **5**, 323–351, 2011.
- [16] Bradler, M. and Baum, P. and Riedle, E., “Femtosecond continuum generation in bulk laser host materials with sub-mJ pump pulses,” *Applied Physics B : Lasers and Optics* **97**, 561-574, 2009.
- [17] OC. Homann and C. Schrieffer and P. Baum and E. Riedle, “Octave wide tunable UV-pumped NOPA : pulses down to 20 fs at 0.5 MHz repetition rate,” *Opt. Express* **8**, 5746–57564, 2008.
- [18] Olivier Chalus and Philip K. Bates and Mathias Smolarski and Jens Biegert, “Mid-IR short-pulse OPCPA with micro-Joule energy at 100kHz,” *Opt. Express* **17**, 3587–3594, 2009.

## Annexe B

# Sources fibrées énergétiques et femtosecondes émettant à 976 nm

Nous avons pu voir au cours du chapitre 3 comment générer efficacement un rayonnement à 976 nm en continu. Nous allons maintenant aborder dans cette annexe, comment réaliser une source intense à cette longueur d'onde.

### B.1 Intérêts

La première question à se poser est : pourquoi vouloir absolument générer un rayonnement à 976 nm femtoseconde? Au début de cette thèse, j'ai pu participer au développement de sources de classe millijoule à 976 nm [1]. Ces sources qui sont des sources déclenchées (Q-Switched), sont obtenues dans le régime nanoseconde. Il est alors possible de réaliser par conversion de fréquences des sources énergétiques et de forte puissance moyenne à 488 nm ainsi qu'à 325 nm voir même 244 nm (Figure B.1).

L'intérêt du femtoseconde combiné à l'émission à 976 nm est présent dans plusieurs applications :

- médical pour le "détatouage" : l'absorption de la peau à 976 nm est trois fois plus importante qu'à 1030 nm. L'intérêt du femtoseconde dans ce cas là est immédiat : éviter les brûlures lors du traitement.
- conversion de fréquences par mélange à quatre ondes dans une fibre microstructurée afin de générer une forte puissance moyenne dans l'orange, plus précisément à 590 nm [2]. Cette dernière longueur d'onde correspond à celle des lasers à colorant utilisant de la Rhodamine. Ces types de lasers sont souvent utilisés dans le domaine médical notamment pour les lésions vasculaires [3]. Même si la source mJ développée était intense, la trop forte fluence à l'entrée de la fibre engendre inévitablement une cassure de la face microstructurée. Dans le cas du régime femtoseconde, l'intensité nécessaire est obtenue pour de faibles niveaux d'énergie.

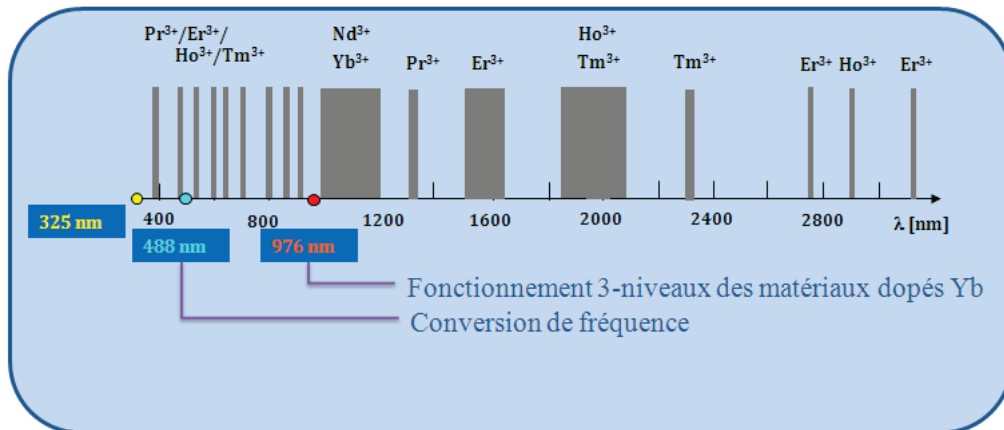


FIGURE B.1 – Spectre des principales sources disponibles sur le marché.

## B.2 Technique de verrouillage de modes

Comme cité préalablement, l'obtention d'impulsions lumineuses brèves nécessite la mise en phase des modes longitudinaux qui oscillent dans la cavité. Ceci peut être réalisé par des éléments actifs ou passifs comme nous allons le voir par la suite. Chacune des techniques présentent à la fois des avantages et des inconvénients.

### Techniques actives

Deux méthodes peuvent être envisagées afin de réaliser un blocage de modes actifs. On peut soit utiliser une modulation de phase (FM pour Frequency Modulation), soit une modulation d'amplitude (AM pour Amplitude Modulation) du signal optique circulant dans la cavité à une pulsation  $\Omega$  (Figure B.2).

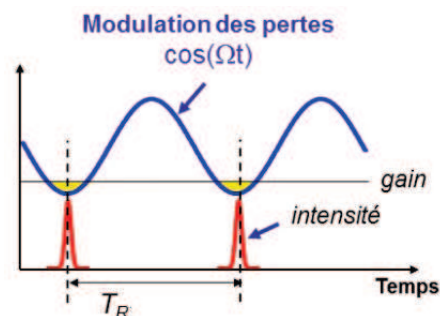


FIGURE B.2 – Principe du blocage de modes par un élément actif.

Cette pulsation  $\Omega$  dite de "synchronisation" correspond à l'écart de fréquence intermodal  $\omega_m =$

$2\pi\Delta\nu = \frac{\pi c}{L}$ , où  $L$  est la longueur de la cavité. Elle permet de coupler les modes longitudinaux entre eux par effet de bandes latérales. Dès lors, les modes sont verrouillés en phase. Pour réaliser la modulation en amplitude, on utilise le plus souvent des modulateurs acousto-optique (AOM acronyme de Acousto Optic Modulator). Les électro-optiques seront plutôt utilisés pour une modulation en phase. En raison d'une modulation que l'on peut qualifier de "lente", dès lors qu'une cette technique de verrouillage n'est pas suffisante pour générer des impulsions sub-picosecondes comme le montre l'équation (B.1) [4].

$$\Delta\tau = 0,45 \left(\frac{2g}{M}\right)^{1/4} \left(\frac{2\pi}{f_m\Delta\Omega_g}\right)^{1/2} \quad (\text{B.1})$$

Cependant, dans les lasers à fibre en présence de non-linéarité et de dispersion anormale, l'élargissement spectral et le raccourcissement temporel des impulsions peuvent être réalisés [5], [6].

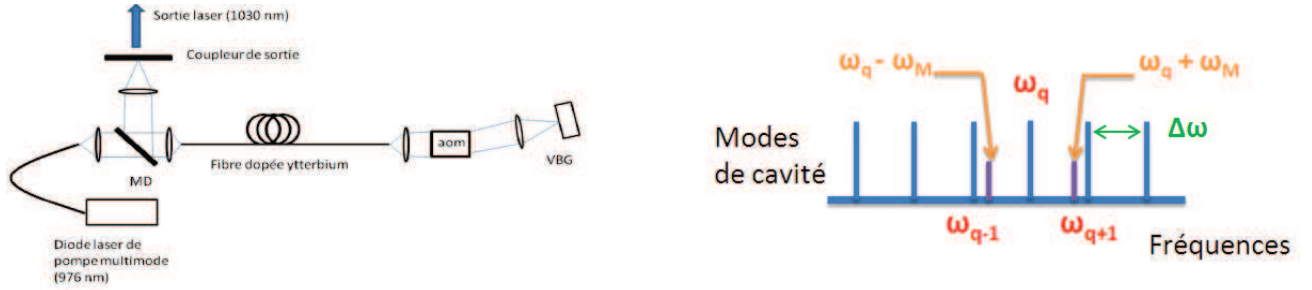


FIGURE B.3 – Principe du verrouillage de mode actif.

## Techniques passives

Afin d'obtenir des durées d'impulsions sub-picoseconde, il convient d'utiliser les méthodes dites passives. Ces techniques reposent sur l'utilisation d'un effet non-linéaire dans la cavité. Plusieurs solutions existent, mais nous nous limiterons à la présentation des deux solutions que nous avons choisi : l'absorbant saturable à semi-conducteur [7], [6], et la rotation non linéaire de la polarisation [8], [9].

**SESAM** Un miroir à absorbant saturable (SESAM pour Semiconductor Saturable Absorber Miroir) est un empilement de multi-puits quantiques à semi-conducteurs (souvent GaAs) fabriqués par épitaxie (Figure B.4).

Une telle structure introduit des pertes qui sont fortes pour de faibles intensités et faibles pour de fortes intensités.

La réflectivité d'un SESAM en fonction de la fluence de l'impulsion ( $F_P$ ) est donnée par la relation suivante, représentée sur la figure B.5 :

$$R_{AS}(F_P) = 1 - A_{ns} - \Delta R \left( \frac{1 - \exp\left(-\frac{F_P}{F_{sat}}\right)}{\frac{F_P}{F_{sat}}} \right) - \frac{F_P}{F_{TPA}} \quad (\text{B.2})$$

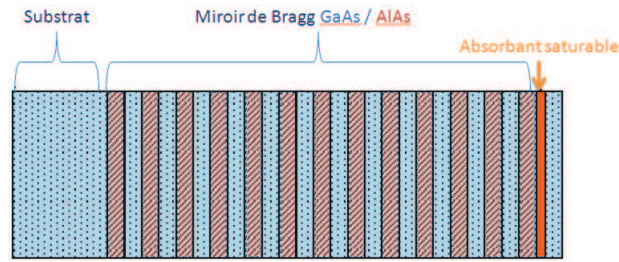


FIGURE B.4 – Schéma de la structure d'un SESAM. L'épaisseur de chaque couche de GaAs et d'AlAs constituant le miroir de Bragg est de  $\lambda_0/2$ , où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde d'optimisation du SESAM.

avec  $A_{ns}$  les pertes non saturables,  $\Delta R$  la profondeur de modulation,  $F_{sat}$  la fluence de saturation du SESAM utilisé et  $F_{TPA}$ , un paramètre lié à l'absorption à deux photons.

Ainsi, si la fluence de l'impulsion dans la cavité est très largement supérieure à la fluence de saturation, la réflectivité sature à une valeur  $R_{AS} = 1 - A_{ns}$  ce qui correspond à une différence  $\Delta R$  par rapport à la réflectivité non saturée. De ce fait, le centre de l'impulsion subit moins de pertes que les ailes, ce qui favorise la synchronisation des modes longitudinaux et ainsi la formation d'impulsions ultracourtes. Le régime peut démarrer à partir des fluctuations d'intensité du laser et l'absorbant saturable raccourcit les impulsions et amplifie ce phénomène à chaque tour de l'impulsion dans la cavité.

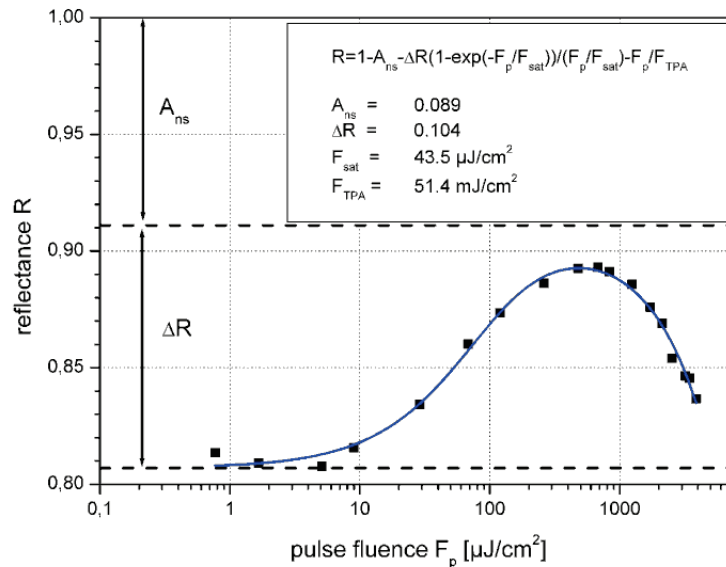


FIGURE B.5 – Réflectivité d'un SESAM en fonction de la fluence des impulsions. Source [www.batop.de](http://www.batop.de).

La différence principale sur le choix d'un SESAM dans une cavité bulk et une cavité fibrée réside

principalement dans la profondeur de modulation. Le gain considérable dans les lasers à fibre demande un SESAM ayant de très forte profondeur de modulation ( $> 10\%$ ) alors qu'elle n'est que de l'ordre du % dans les lasers solides (gain faible).

**Rotation de polarisation non-linéaire** La rotation de polarisation non-linéaire est une évolution non-linéaire de la polarisation et une conséquence directe de l'effet Kerr. Cette technique dépend de la biréfringence de la fibre et nécessite l'utilisation d'une fibre qui n'est pas à maintien de polarisation. Le démarrage est assuré par un couple polariseur/analyseur (Figure B.6).

Après le premier polariseur, toutes les composantes de l'impulsion sont polarisées linéairement. Le contrôleur de polarisation constitué de lames de phase permet de transformer l'état de polarisation linéaire en polarisation elliptique avant l'entrée dans la fibre qui sera donc biréfringente. L'état de polarisation évolue ensuite de façon non-linéaire au cours de la propagation le long de la fibre à cause des effets combinés d'auto-modulation de phase et de la modulation de phase croisée. Dès lors, le centre de l'impulsion plus intense subit une rotation plus importante que les ailes. En choisissant une orientation adéquate de la polarisation à l'entrée de la fibre, le centre de l'impulsion passe l'analyseur avec moins de pertes que les ailes, ce qui a pour effet de raccourcir la durée de l'impulsion. L'effet est donc comparable à celui d'un absorbant saturable puisqu'il permet de discriminer le régime continu du régime impulsionnel. Le deuxième contrôleur de polarisation placé après le milieu Kerr est utilisé pour compenser la biréfringence linéaire de la fibre et permet d'ajuster le déphasage linéaire entre les deux composantes de polarisation.

Le réglage est délicat et est très important. [10]

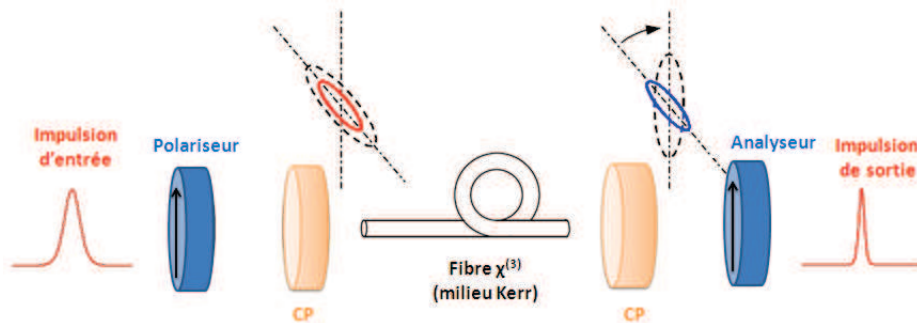


FIGURE B.6 – Schéma de principe de la technique de verrouillage de modes par la RNLP. CP : Contrôleur de polarisation.

### B.3 Les différents régimes d'oscillateurs

Cette section a pour but de faire un bref historique des différents régimes d'oscillateurs en vue d'obtenir le maximum d'énergie possible tout en ayant des durées d'impulsions sub-picosecondes.



## Les lasers à fibres solitoniques

Dans les lasers à verrouillage de modes, il est possible d'obtenir des situations où les effets dispersifs compensent exactement les effets non-linéaires. Ces régimes dits solitoniques sont obtenus à partir d'un laser à fibre présentant une dispersion entièrement anormale. La cavité d'un laser à fibre solitonique se compose d'une fibre active à dispersion anormale et d'un absorbant saturable assurant le démarrage et la stabilisation du verrouillage de modes. De telles impulsions sont générées si la dérive temporelle liée à la non-linéarité Kerr se compense exactement avec la dérive fréquentielle liée à la dispersion.

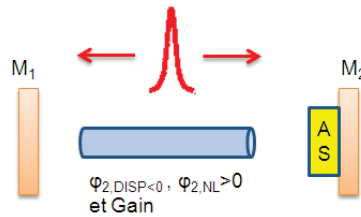


FIGURE B.7 – Schéma de principe du régime solitonique.

L'impulsion formée est une impulsion statique de forme sécante hyperbolique qui se propage le long de la cavité avec très peu de variation de sa durée. Les lasers à fibres de type solitoniques sont stables et très pratiques pour générer des impulsions femtosecondes aux longueurs d'onde au dessus de  $1,3 \mu m$ , où les fibres standards présentent une dispersion anormale. De plus, avec les développements des fibres microstructurées, il est possible d'étendre ces régimes aux longueurs d'onde plus courtes en décalant le zéro de dispersion de la fibre utilisée. Cependant, l'énergie par impulsion est fondamentalement limitée par le théorème de l'aire du soliton à une centaine de picojoules [11].

$$E_{sortie} = \int_{-\infty}^{\infty} |a_s(t, z)|^2 dt = 2A_S^2 T_S = \frac{1}{T_S} \frac{2|\beta_2|}{\gamma} \quad (B.3)$$

Les premiers travaux ont initialement porté sur des lasers Erbium [5]. Il fallu attendre 2006 et les développements technologiques autour des fibres microstructurées permettant un contrôle de la dispersion avec les fibres à compensation de dispersion afin de pouvoir obtenir le premier laser à fibres dopés aux ions Ytterbium. Celui-ci délivrait des impulsions de 335 fs avec une énergie de 25,5 pJ à une cadence de 117,5 MHz, soit une puissance moyenne de 3 mW [12].

## Lasers à impulsions étirées.

La première solution pour augmenter l'énergie consiste à insérer des tronçons de fibres à dispersion totalement normale afin de réduire l'amplitude des non-linéarités et ainsi pouvoir augmenter l'énergie à extraire. Les lasers à fibre à impulsions étirées sont généralement constitués de deux tronçons de cavité avec une dispersion anormale pour l'un et positive pour l'autre. La dispersion totale est souvent proche

de zéro. Cette technique ayant tout d'abord permis l'obtention d'impulsion de 77 fs avec une énergie de

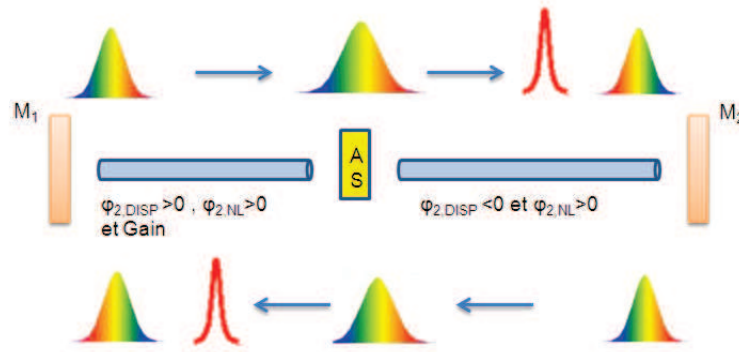


FIGURE B.8 – Schéma de principe du régime étiré avec gestion de la dispersion.

90 pJ [13] et de dépasser la barrière fatidique du nJ avec des impulsions de 90 fs et 2,25 nJ en 1995 [14].

### Les lasers à dispersion normale

La course à l'augmentation de l'énergie des oscillateurs à fibres a conduit à travailler avec des fibres à dispersion normale sans compensation de dispersion. La cavité typique d'un tel laser se compose d'une fibre à gain à dispersion positive et d'un absorbant saturable.

Dans les lasers à dispersion totalement normale, il s'établit en général des impulsions fortement étirées de faibles puissances crêtes qui peuvent ensuite être comprimées à l'extérieur de la cavité. L'utilisation de ce type d'oscillateurs avec des fibres standards a permis de générer des impulsions de 80 fs avec une énergie de 30 nJ. Le démarrage et la stabilisation d'un tel régime impulsionnel nécessitent un fort mécanisme de verrouillage de modes. Dès lors que l'on rajoute une dispersion forte totalement normale, il faudra néanmoins un absorbant saturable efficace permettant d'assurer l'autoconsistance de l'impulsion dans la cavité. Celui-ci doit posséder une forte profondeur de modulation. Il fallu attendre les travaux pionniers de Zhao et Chong en 2007. La stabilisation venant du filtrage par le gain [15],[16] et ou rajoutant un filtrage spectrale intra-cavité [17].

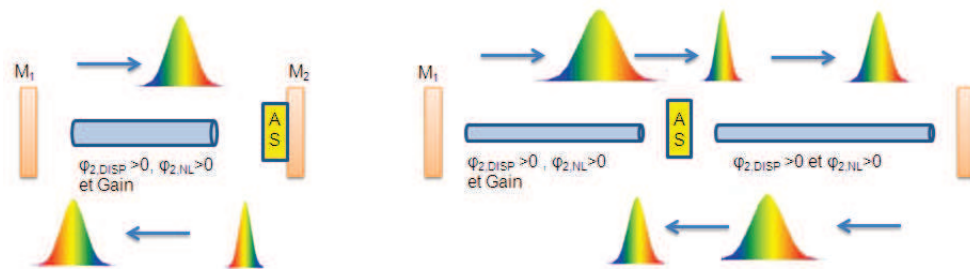


FIGURE B.9 – Schéma de principe du régime à dispersion totalement positive.

Toutes ces expériences ont été réalisées avec des fibres standards. Afin de repousser encore plus les limites et diminuer encore les non-linéarités, l'utilisation de ce régime a été couplée à la technologie des fibres à large aire modale. Le laboratoire CORIA de Rouen a pour la première fois démontré des impulsions avec une énergie de 63 nJ et une durée de 150 fs avec une fibre ayant un diamètre de coeur de  $40 \mu\text{m}$  [18]. Une collaboration entre le CELIA et le Coria liée à l'utilisation des fibres rode-type aura poussé la technologie jusqu'à obtenir une énergie de 500 nJ [19]. Tout récemment, la barrière du microjoule a été atteinte [20].

Bien que cette technique permette de posséder des oscillateurs de très forte énergie, il est important de faire un commentaire quant à la forme du spectre. En effet, en raison du fort filtrage spectral et de l'évolution non-linéaire de la polarisation, le spectre obtenu en sortie a une forme de "M" [17]. La transformée de Fourier donne alors dans le domaine temporel une fonction de Bessel. On voit en effet sur les trois derniers oscillateurs cités que malgré des spectres relativement larges, ces oscillateurs ont une durée d'impulsion largement supérieure à la valeur en limite de Fourier. Quand ils sont proche de la limite de Fourier, cela nécessite une architecture bien particulière du compresseur afin de limiter au minimum l'ordre trois résiduel.

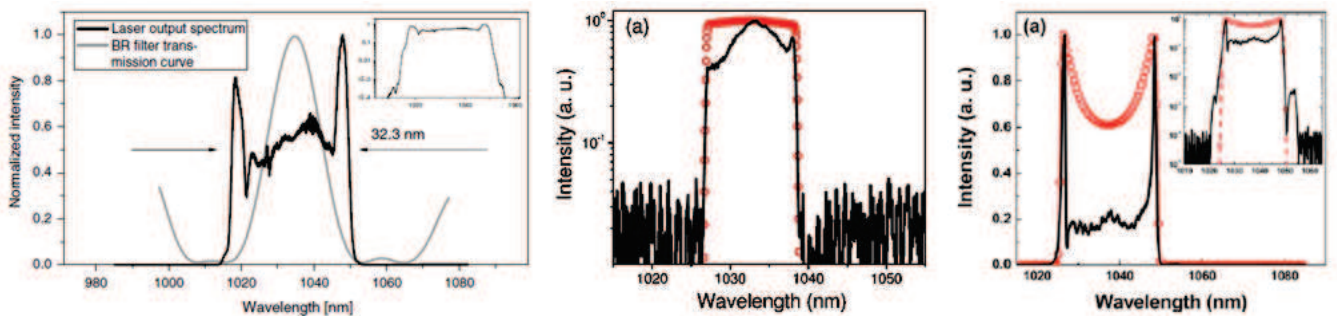


FIGURE B.10 – Spectres obtenus pour les différents oscillateurs développés. [18], [19], [20].

## B.4 Oscillateur à dispersion normale compacte par rotation de polarisation non-linéaire

Ayant développé des sources de forte puissance moyenne à 976 nm, il était important de développer des sources impulsionnelles intenses permettant l'accès à de nouvelles longueurs d'onde telle que 488 nm, 325 nm ou 244 nm par doublage, triplage ou quadruplage de la longueur d'onde fondamentale ou même l'accès des longueurs d'onde dans l'orange par mélange à quatre ondes dans des fibres microstructurées avec un zéro de dispersion bien choisi au préalable. Afin de réaliser de telles sources nous avons décidé de nous appuyer sur les résultats obtenus par le CORIA. L'intérêt est double, à savoir : développer de nouvelles sources intenses à des longueurs d'onde exotiques et s'affranchir du filtrage spectrale intra-cavité

en raison de la relativement faible largeur spectrale de l'Ytterbium à 976 nm.

## Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est présenté sur la figure B.11. Nous utilisons comme milieu amplificateur une fibre double gaine dopée Ytterbium dont le coeur a un diamètre de  $20 \mu\text{m}$ . Cette fibre est pompée à travers un miroir dichroïque (MA) par une diode laser multimodes fibrée pouvant délivrer jusqu'à 40 W autour de 915 nm. Due à la faible absorption de la fibre active, la pompe résiduelle est recyclée à l'autre extrémité de la fibre à l'aide d'un miroir  $R_{max}$ . La mise en phase des modes longitudinaux est obtenue par la technique de la rotation de polarisation non-linéaire. Le dispositif utilisé se compose d'un isolateur

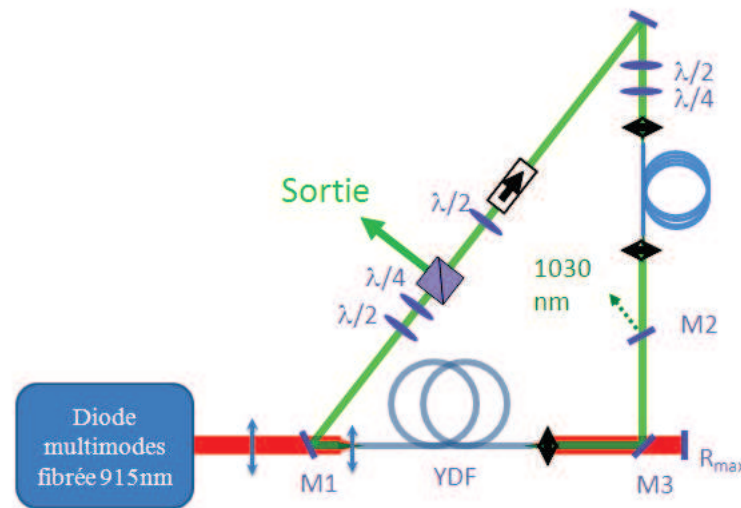


FIGURE B.11 – Dispositif expérimental du laser à mode bloqué par rotation de polarisation non-linéaire à 976 nm. FDY : 84 cm de fibre dopée Ytterbium de  $20 \mu\text{m}$  de coeur, FP : 3 m de fibre passive de  $6 \mu\text{m}$  de diamètre de coeur,  $M_1$  et  $M_2$  : Miroir dichroïque 915 nm/976 nm,  $M_3$  : Miroir dichroïque 976 nm/1030 nm.

entouré de deux couples de lames demi-onde et quart d'onde. Une troisième lame demi-onde est placée directement en entrée de l'isolateur afin d'en maximiser la transmission. Le laser est par conséquent, basé sur une configuration annulaire le rendant auto-démarrant. Un tronçon de 3 mètres de fibres passives possédant un diamètre de coeur de  $6 \mu\text{m}$  a été inséré dans la cavité laser afin d'imposer une variation de phase non-linéaire suffisante, et par conséquent, induire la rotation de polarisation indispensable au déclenchement du régime de blocage de modes. Un autre miroir dichroïque ( $M_3$ ) réfléchit le signal parasite à 1030 nm pouvant venir perturber l'émission à 976 nm. Enfin, un troisième miroir dichroïque ( $M_2$ ) assure la réinjection du signal dans le milieu amplificateur. L'extraction de ce signal s'effectue par la fuite d'un cube polariseur placé dans la cavité.

## Résultats

Nous avons obtenu un fonctionnement stable en régime à modes bloqués par rotation non-linéaire de polarisation en ajustant la position de chacune des lames d'onde de la cavité laser. Ce régime est auto-démarrant pour une puissance de pompe avoisinant les 12 W. A ce niveau de puissance, le laser fonctionne dans un régime à impulsions multiples (Figure B.12). Ce régime s'observe à la fois sur le spectre de sortie où des modulations sont présentes et sur l'autocorrélateur si l'on choisit une fenêtre temporelle assez large (ici de 50 ps). Afin d'obtenir un régime à une seule impulsion, on diminue alors la puissance de pompe

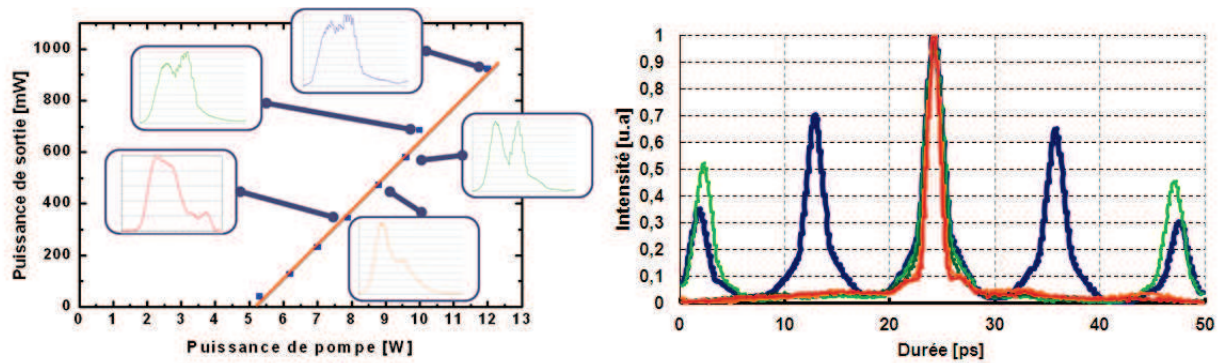


FIGURE B.12 – Evolution du régime multi-impulsionnel en fonction de la puissance de pompe du laser.

jusqu'à 8 W et on joue sur l'orientation des lames d'onde dans la cavité. Il est important de préciser que ce protocole est parfaitement reproductible. Pour être certain qu'une autre impulsion ne soit pas plus éloignée dans le temps que le maximum de notre fenêtre temporelle de l'autocorrélateur, on utilise aussi une photodiode rapide avec un temps de montée de 100 ps et un oscilloscope de 2 GHz (temps de réponse  $\sim 150$  ps).

Dans ces conditions de régime mono-impulsionnel, le spectre du laser est parfaitement lisse à la résolution près de notre analyseur de spectre qui est de 0,02 nm. Le spectre est centrée à 976 nm avec une largeur à mi-hauteur de 5 nm (Figure B.13). La puissance délivrée est de 480 mW à un taux de répétition de 40,6 MHz, ce qui correspond à une énergie par impulsion de 12 nJ.

Le signal de l'autocorrélation de l'impulsion étirée en sortie de cavité (Figure B.14 (A gauche)) donne une durée de 1,02 ps en supposant une forme gaussienne. La stabilité du laser a été enregistrée sur une période de 30 minutes, donnant une valeur RMS inférieure à 1%.

Afin de réduire la durée des impulsions, naturellement rallongée en raison du régime à dispersion totalement positive, un compresseur à réseau a été mis en place. Puisque la densité de notre réseau est de 1740 traits/mm et que la dispersion totale à compenser est faible, nous avons décidé de ne réaliser qu'un demi-compresseur. On pourrait penser que le faisceau de sortie serait alors étalé spatialement dû aux effets de diffraction, mais devant le faible facteur d'étirement (faible dispersion angulaire), il n'y a que peu d'incidence.

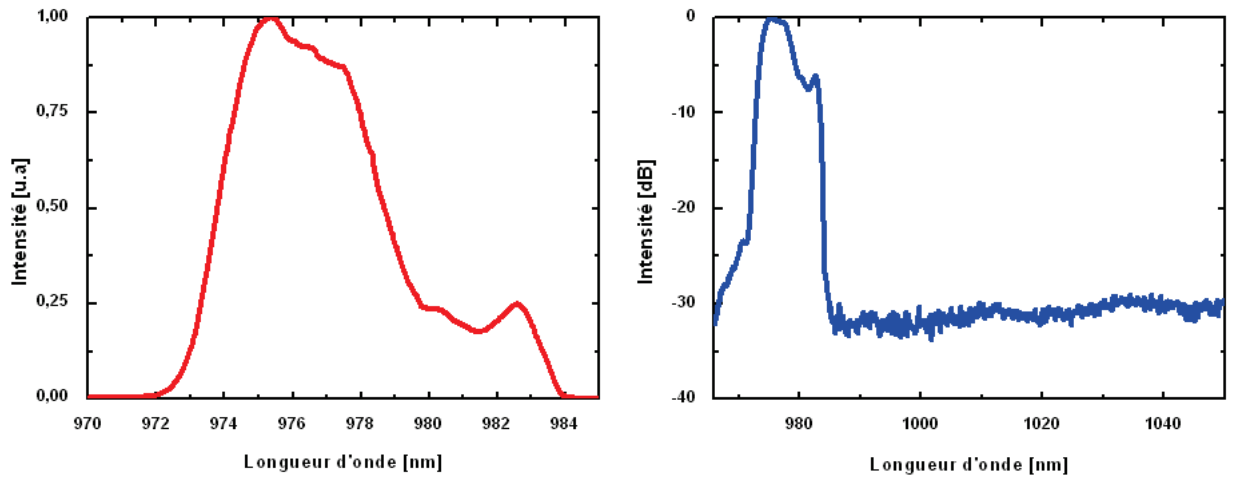


FIGURE B.13 – Spectre de l'oscillateur.

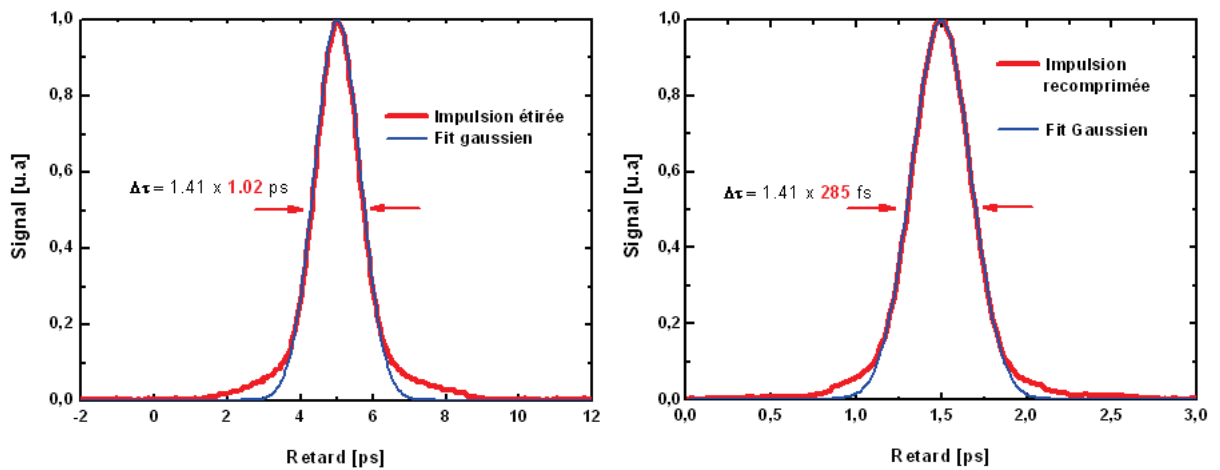


FIGURE B.14 – Autocorrélation du signal à la sortie de notre oscillateur avant compression.

Une nouvelle trace d'autocorrélation a été réalisée, donnant une valeur de 404 fs (Figure B.14 A droite), qui correspond à une durée estimée de 286 fs en supposant toujours une forme gaussienne. La valeur obtenue est 1,12 fois plus grande que la limite de Fourier calculée directement à partir du spectre expérimental. En raison de traitements antireflet inappropriés pour un fonctionnement à 976 nm (il s'agissait de réseaux optimisés pour le 1030 nm), l'efficacité complète de notre compresseur est de 50 %. L'intensité de notre laser ainsi obtenue est de 20 kW avec une énergie par impulsion de 6 nJ. En utilisant un traitement antireflet approprié, ce système laser pourrait délivrer une intensité de 37 kW (énergie de 10 nJ par impulsion et durée de 286 fs) à une cadence de 40,6 MHz.

## Dynamique de l'impulsion intra-cavité

Grâce au modèle développé par l'équipe du CORIA, il est possible de modéliser le comportement de l'impulsion au sein de la cavité (Figure B.15). On peut se rendre compte que la fibre passive d'un point de vue temporel et spectral est bien responsable de l'allongement en durée et d'un élargissement spectral. La fibre active quant à elle, grâce à la faible bande spectrale de l'émission à 976 nm (seulement 3 nm à mi-hauteur) agit comme un filtrage spectral ayant pour conséquence une réduction du spectre ainsi qu'une réduction temporelle.

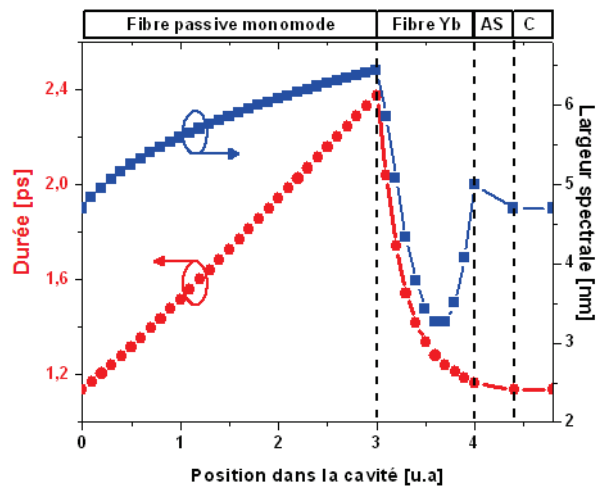


FIGURE B.15 – Dynamique intra-cavité de la durée et du spectre de l'impulsion en fonction de la position dans la cavité. AS : Absorbant saturable et C : coupleur.

La rotation de polarisation modélisée comme un absorbant saturable, permet d'assurer le démarrage ainsi que l'autoconsistance du spectre et de la durée.

## B.5 Oscillateur à dispersion normale de forte énergie

Le premier oscillateur réalisé à partir de fibre souple était une première démonstration. L'intérêt premier est de disposer d'une source femtoseconde de forte énergie  $> 100$  nJ. De plus, même si le démarrage du laser était reproductible, celui-ci nécessitait un environnement parfaitement stable. Dès lors que la fibre passive bougeait sous les effets de vibration de la table ou alors les convections d'air dues à la climatisation de la salle, le régime impulsionnel devenait très instable.

Nous avons donc entrepris la réalisation d'un oscillateur beaucoup plus énergétique s'appuyant sur le même schéma que précédemment dans lequel la fibre active ne serait plus une fibre souple mais un rod de 1 m 20 de long et une fibre passive de plus gros diamètre ( $20\mu\text{m}$ ) de 20 m de longueur. Toutefois le fonctionnement par pure rotation de polarisation non-linéaire ne marchait pas pour de telles énergies. Nous avons choisi de rajouter un SESAM dans notre cavité.

## Dispositif expérimental

La figure B.16 représente le nouveau dispositif expérimental. La fibre active est une fibre barreau de 1,2 m de long poli à  $8^\circ$  sur les deux faces afin d'éviter les effets laser parasites. Il est pompé à travers un miroir dichroïque (M1) par une diode laser fibrée stabilisée en longueur d'onde de 5 W émettant à 915 nm. S'agissant d'une fibre de  $200 \mu\text{m}$  et puisque la puissance de pompe n'est pas élevée, nous avons donc décidé de réinjecter la puissance de pompe non absorbée. Ceci est réalisé par le biais du miroir dichroïque M2 et d'un miroir à incidence normale présentant un maximum de réflectivité à 915 nm (M3). L'architecture laser est toujours une cavité annulaire dans laquelle on insert un SESAM sur l'autre sortie du cube polariseur. La saturation du SESAM est réalisée en utilisant une lentille de focale 40 mm. Le SESAM utilisé a une profondeur de modulation de 18 %, des pertes non saturables de 12 %, une absorbance de 30 %, une fluence de saturation  $F_{sat}$  de  $80 \mu\text{J}\cdot\text{cm}^{-2}$  et un temps de relaxation de 500 fs.

La cavité annulaire contient aussi un isolateur et un jeu de lames d'onde et quart d'onde. Une fibre passive de 20 m de longueur avec un diamètre de coeur de  $20 \mu\text{m}$  est insérée dans la cavité afin d'introduire une forte dispersion positive.

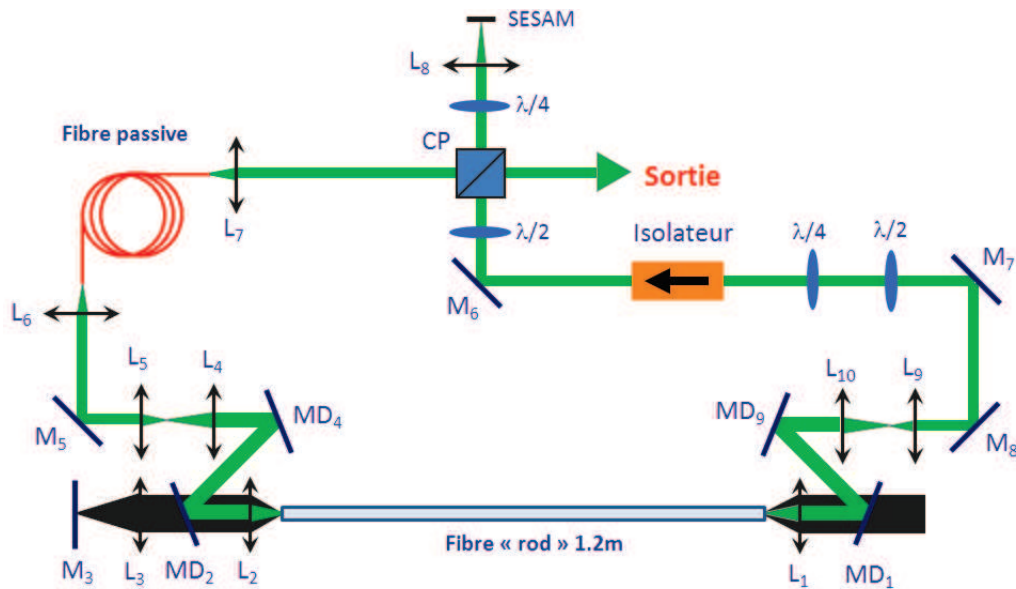


FIGURE B.16 – Dispositif expérimental du laser à mode bloqué par SESAM de très forte énergie.

Afin de supprimer l'émission à 1030 nm, on conserve toujours deux miroirs dichroïques intra-cavité (M4 et M9).



## Résultats

L'oscillateur développé est auto-démarrant pour une puissance de pompe de 41 W. A la différence de l'architecture précédente, l'émission est directement mono-impulsionnelle. Le laser délivre une puissance de 4,2 W à une cadence de 8,4 MHz, ce qui correspond à une énergie par impulsion de 500 nJ. Cependant l'efficacité est de seulement 10 %. La stabilité en énergie a été effectuée sur une durée de 2 heures avec le même dispositif que précédemment. On obtient à nouveau, une stabilité RMS < 1%. Toutefois grâce au SESAM qui permet de stabiliser le régime impulsionnel, le système est beaucoup moins sensible aux perturbations et aux vibrations.

Le spectre de sortie est donné sur la figure B.17. Il présente des fronts plus abrupts que le précédent, mais est caractéristique des spectres obtenus dans le régime à dispersion totalement positive. La longueur d'onde centrale est située à 977 nm et la largeur à mi-hauteur est de 5,4 nm. Un contraste de plus de 25 dB est obtenu entre l'émission à 976 nm et celle à 1030 nm (Figure B.18).

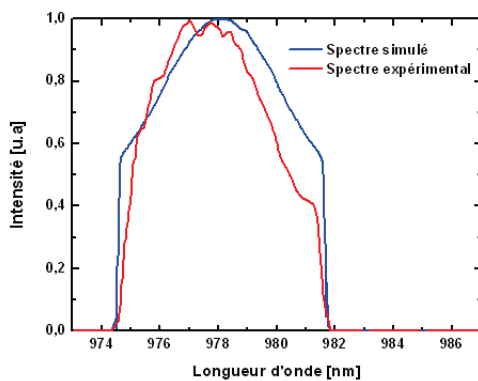


FIGURE B.17 – Spectre de la source laser émettant à 976 nm.

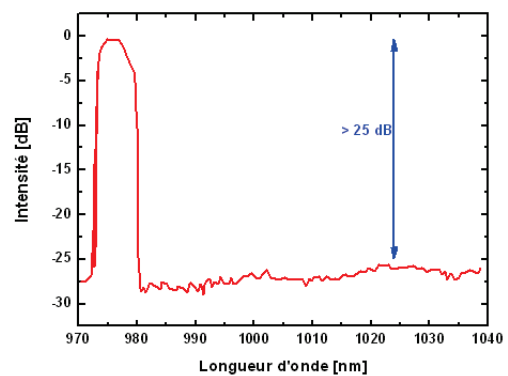


FIGURE B.18 – Contraste entre l'émission à 976 nm et 1030 nm.

Les impulsions émises dispersées temporellement ont une durée de 14,2 ps. On réutilise alors le compresseur utilisé précédemment. La durée minimale que l'on a obtenu est de 460 fs. On peut remarquer une légère dissymétrie au niveau de l'impulsion. Ceci est dû à une trop forte quantité d'ordre 3 résiduel du compresseur. Une mesure Frog a alors été réalisée pour estimer la quantité d'ordre 2 et d'ordre 3 qu'il restait. Ceci a permis de valider le fait que l'écart entre la durée obtenue et la durée potentielle provenait bien d'une mauvaise adéquation entre la phase de l'oscillateur et la phase du compresseur.

La figure B.19 représente le bilan de l'étude temporelle réalisée avec un FROG. La courbe bleue représente le profil temporel de l'impulsion recomprimée, la rouge est associée à l'impulsion limitée par transformée de Fourier à partir du spectre mesuré et la verte correspond à l'impulsion limitée par transformée de Fourier à laquelle on a ajouté l'ordre 3 résiduel provenant du compresseur ainsi que de la phase non-linéaire.

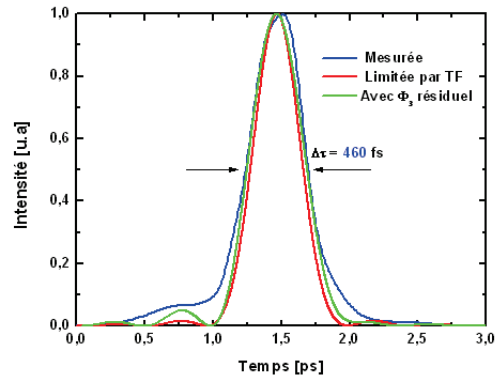


FIGURE B.19 – Profil temporel de l'impulsion comprimée comparée à l'impulsion calculée limitée par transformée de Fourier et l'impulsion calculée en tenant compte de la phase d'ordre 3 résiduelle provenant du compresseur et de la phase non-linéaire.

On constate ainsi que l'impulsion calculée qui tient compte de l'ordre 3 résiduel correspond mieux à l'impulsion mesurée.

### Dynamique de l'impulsion intra-cavité

Intéressons nous à présent à la dynamique de l'impulsion au sein de la cavité. L'absorbant saturable est décrit en utilisant un temps de relaxation de 500 fs. La simulation démarre à partir du bruit et après convergence, les caractéristiques de l'impulsion intra-cavité et de sortie sont calculées. La figure B.20 montre les résultats obtenus pour une impulsion ayant une énergie de sortie de  $500 \mu J$ . La solution calculée donne une impulsion ayant une durée à mi-hauteur de 12,4 ps et une largeur spectrale de 7 nm ce qui est proche des résultats obtenus expérimentalement.

Il est clair que l'évolution de l'impulsion dans la cavité est dominée par le filtrage par le gain qui joue un rôle dominant dans la mise en forme temporelle et spectrale. La durée d'impulsion et la largeur spectrale augmentent presque de façon monolithique dans la fibre passive. Le filtrage par le gain permet de réduire significativement la largeur spectrale et la durée d'impulsion. Ceci est vérifié expérimentalement. On voit en effet que le laser a du mal à démarrer juste avec le SESAM. La rotation de polarisation non-linéaire a donc un rôle important pour le démarrage. Le SESAM permet quant à lui de stabiliser le régime impulsionnel et de rendre le laser moins sensible aux effets environnementaux.

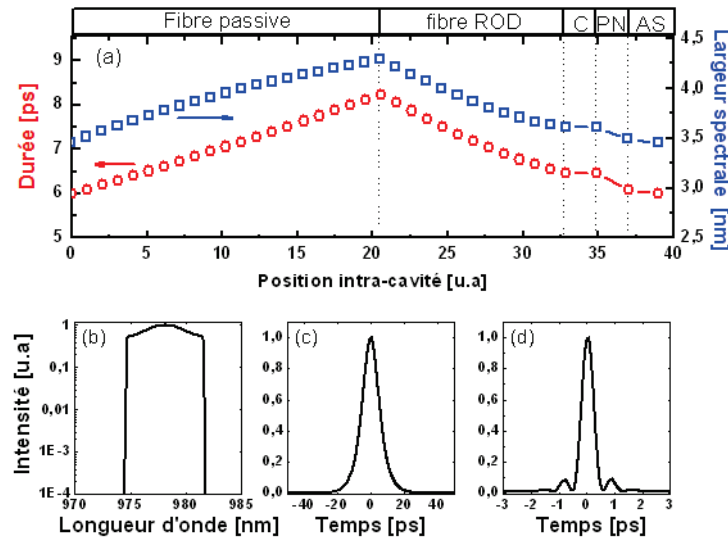


FIGURE B.20 – Dynamique intra-cavité de la durée et du spectre de l’impulsion en fonction de la position dans la cavité. AS : Absorbant Saturable, PN : Polarisation Non-Linéaire C : Coupleur

## B.6 Bilan

Dans cette partie, nous avons démontré la réalisation d’oscillateurs femtosecondes fibrés de forte énergie émettant à 976 nm. Un premier oscillateur à partir de fibre souple a été réalisé en utilisant la rotation de polarisation non-linéaire comme technique de verrouillage des modes. Le laser délivre une puissance moyenne de 480 mW à une cadence de 40 MHz. Les impulsions naturellement étirées ont une durée de 1 ps et sont recomprimées à 285 fs. Afin de gagner en énergie, la fibre amplificatrice souple a été remplacée par un rod. Des impulsions ayant une énergie de 500 nJ à une cadence de 8,4 MHz ont ainsi pu être obtenues. La technique de verrouillage utilisée est un SESAM dans ce cas là, afin de gagner en stabilité. Toutefois, il a été observé un effet de rotation de polarisation non-linéaire pour démarrer le laser à forte énergie. Les performances obtenues sont similaires à celles obtenues à 1030 nm. La différence principale réside dans le fait qu’il n’est pas nécessaire d’utiliser un filtre intracavité afin d’assurer l’autoconsistance des paramètres de l’impulsion (durée et largeur spectrale). Dans notre cas, le filtrage est directement assuré par la bande spectrale plus étroite à 976 nm.

## Bibliographie

- [1] Johan Boulet and Romain Dubrasquet and Capucine Médina and Ramatou Bello-Doua and Nicholas Traynor and Eric Cormier, “Millijoule-class Yb-doped pulsed fiber laser operating at 977nm,” *Optics Letters* **10**, 1650–1652, 2010.
- [2] Laure Lavoute and Jonathan C. Knight and Pascal Dupriez and William J. Wadsworth, “High power

- red and near-IR generation using four wave mixing in all integrated fibre laser systems,” *Opt. Express* **18**, 16193–16205, 2010.
- [3] Patil, UA. and Dami, LD., “Overview of lasers,” *Indian Journal of Plastic Surgery* **41**, 101-113, 2008.
- [4] A.Siegma, “Lasers,” University Science Books Ed. 1986.
- [5] J. D. Kafka and T. Baer and D. W. Hall, “Mode-locked erbium-doped fiber laser with soliton pulse shaping,” *Optics Letters* **14**, 1269–1271, 1989.
- [6] F. X. Kärtner and D. Kopf and U. Keller, “Solitary-pulse stabilization and shortening in actively mode-locked lasers,” *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 486–496, 1995.
- [7] De Souza, E.A. and Soccolich, C.E. and Pleibel, W. and Stolen, R.H. and Simpson, J.R. and Di-Giovanni, D.J., “Saturable absorber modelocked polarization maintaining erbium-doped fibre laser,” *Electronics Letters* **29**, 447-449, 1993.
- [8] M. Hofer and M. E. Fermann and F. Haberl and M. H. Ober and A. J. Schmidt, “Mode locking with cross-phase and self-phase modulation,” *Optics Letters* **16**, 502–504, 1991.
- [9] Matsas, V.J. and Newson, T.P. and Richardson, D.J. and Payne, D.N., “Selfstarting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation,” *Electronics Letters* **28**, 1391-1393, 1992.
- [10] E. Fermann and M. Hofer and F. Haberl and A. J. Schmidt and L. Turi, “Additive-pulse-compression mode locking of a neodymium fiber laser,” *Optics Letters* **16**, 244–246, 1991.
- [11] Tamura, K. and Haus, H.A. and Ippen, E.P., “Self-starting additive pulse mode-locked erbium fibre ring laser,” *Electronics Letters* **28**, 2226–2228, 1992.
- [12] A. Isomäki and Oleg G. Okhotnikov, “Femtosecond soliton mode-locked laser based on ytterbium-doped photonic bandgap fiber,” *Opt. Express* **14**, 9238–9243, 2006.
- [13] LK. Tamura and E. P. Ippen and H. A. Haus and L. E. Nelson, “77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser,” *Optics Letters* **18**, 1080–1082, 1993.
- [14] LG. Lenz and K. Tamura and H. A. Haus and E. P. Ippen, “All-solid-state femtosecond source at 1.55  $\mu\text{m}$ ,” *Optics Letters* **20**, 1289–1291, 1995.
- [15] L. M. Zhao and D. Y. Tang and H. Zhang and T. H. Cheng and H. Y. Tam and C. Lu, “Dynamics of gain-guided solitons in an all-normal-dispersion fiber laser,” *Optics Letters* **32**, 1806–1808, 2007.
- [16] Brandon G. Bale and J. Nathan Kutz and Andy Chong and William H. Renninger and Frank W. Wise, “Spectral filtering for mode locking in the normal dispersive regime,” *Optics Letters* **33**, 941–943, 2008.

- [17] K. Kieu and W. H. Renninger and A. Chong and F. W. Wise, “Sub-100 fs pulses at watt-level powers from a dissipative-soliton fiber laser,” *Optics Letters* **34**, 593–595, 2005.
- [18] Laroline Lecaplain and Bülend Ortaç and Ammar Hideur, “High-energy femtosecond pulses from a dissipative soliton fiber laser,” *Optics Letters* **34**, 3731–3733, 2009.
- [19] Caroline Lecaplain and Bülend Ortaç and Guillaume Machinet and Johan Boullet and Martin Baumgartl and Thomas Schreiber and Eric Cormier and Ammar Hideur, “High-energy femtosecond photonic crystal fiber laser,” *Optics Letters* **35**, 3156–3158, 2010.
- [20] Martin Baumgartl and Caroline Lecaplain and Ammar Hideur and Jens Limpert and Andreas Tünnermann, “66 W average power from a microjoule-class sub-100 fs fiber oscillator,” *Optics Letters* **37**, 1640–1642, 2012.

## Annexe C

# Génération de sources intenses et de forte puissance moyenne à 976 nm pour le doublement de fréquence

Que l'on travaille dans un domaine académique ou industriel, de nombreuses applications nécessitent l'utilisation d'impulsions picosecondes de forte énergie  $> 1 \mu J$ . On pourra notamment évoquer la conversion de fréquences, le pompage d'oscillateurs paramétriques (OPO) ou bien encore la microscopie CARS [1] et la microscopie par diffusion Raman stimulée [2]. Toutefois si l'on parle d'amplification à forte puissance moyenne d'impulsions picosecondes, on pense inévitablement au développement d'effets non-linéaires (automodulation de phase...) qui modifieront la qualité temporelle ainsi que spectrale de l'impulsion utilisée. En effet, si l'on parle de conversion de fréquences, l'acceptance spectrale de certains cristaux est de l'ordre du nm. Il est donc important de pouvoir conserver une très bonne qualité spectrale. L'amplification en régime de compression spectrale comme nous allons le voir, permet d'atteindre des niveaux d'énergies de l'ordre de  $1 \mu J$  pour des durées d'impulsions de quelques picosecondes tout en ayant une largeur spectrale  $< 1$  nm.

### C.1 Amplification en régime de compression spectrale

#### C.1.1 Pourquoi le régime de compression spectrale ?

Le régime de compression spectrale est un régime bien connu depuis longtemps [3], [4], [5] et a été utilisé dans différentes configurations [6] [7] [8]. Afin de comprendre l'intérêt de ce régime, commençons par voir l'effet d'une impulsion picoseconde de faible énergie (quelques nJ) typiquement issue d'un oscillateur directement amplifiée pour atteindre une énergie de l'ordre du microjoule.

**Amplification avec dérive de fréquence initiale nulle ou positive** Lorsqu'une impulsion intense avec une dérive de fréquence initiale nulle ou positive, se propage dans un matériau en régime de dispersion normale, celle-ci soumise à l'effet automodulation de phase accumule une dérive de fréquence positive supplémentaire. Dans ce cas là, les basses fréquences de l'impulsion se propagent plus rapidement que les hautes fréquences et se situent sur le front avant de l'impulsion. Comme évoqué au chapitre 2, l'automodulation de phase correspond à une variation de la fréquence instantanée. Celle-ci est positive sur le front avant et négative sur le front arrière (Figure C.2 à gauche). De ce fait, de nouvelles fréquences sont créées à différents moments au cours de l'impulsion. Il y a donc un élargissement spectral. Dans le cadre d'une impulsion limitée par transformée de Fourier l'élargissement spectral  $\Delta\lambda_{SPM}$  est donné par la relation suivante :

$$\Delta\lambda_{SPM} \propto \frac{P_{peak}L_{eff}}{\Delta\tau A_{eff}} \quad (C.1)$$

où  $P_{peak}$  est la puissance crête de l'impulsion,  $\Delta\tau$  sa durée,  $L_{eff}$  la durée effective de la fibre et  $A_{eff}$  est l'aire effective du mode de la fibre.

La figure C.1 représente l'amplification d'impulsions ayant une énergie de 3,75 nJ à une cadence de 40 MHz et possédant une durée d'impulsion de 2 ps. Comme milieu amplificateur, nous avons opté pour une fibre barreau dopée Yb 80/200 de 1,2 m de long. L'objectif est d'obtenir une énergie de l'ordre du microjoule soit une puissance moyenne de 40 W.

On constate alors que pour un spectre initial ayant une largeur de 707 pm, sous l'effet de l'automodulation de phase, le spectre s'élargit pour atteindre une largeur de 6,5 nm. En raison de la faible largeur spectrale initiale et des faibles effets dispersifs du rod, la durée d'impulsion reste quasi-inchangée et voisine de 2 ps. On peut donc en conclure que l'amplification d'impulsions picosecondes limitées par transformée de Fourier à un niveau d'énergie de l'ordre du  $\mu J$  n'est pas une solution envisageable dans les fibres optiques si l'on désire conserver une largeur spectrale sub-nanométrique.

**Amplification avec dérive de fréquence négative** Évoquons à présent l'amplification en régime de compression spectrale. Pour cela, la figure C.2 représente l'effet de la dérive de fréquence initiale introduite sur l'amplification directe.

Dans le cas d'une dérive de fréquence initiale négative, les hautes fréquences se situent à présent sur le front avant de l'impulsion et les basses fréquences à l'arrière. Dès lors, sous l'effet de la variation de la fréquence instantanée, les hautes fréquences se décaleront vers les basses fréquences et inversement. Les fréquences extérieures se recentrent donc vers la fréquence centrale. Il y a donc une compression du spectre.

La figure C.3 reprend la même simulation que précédemment à la différence que l'impulsion initiale possède une dérive de fréquence négative initiale. Pour cela, on choisit une impulsion femtoseconde de 285 fs à laquelle on ajoute une dérive de fréquence de  $-700\,000\text{ fs}^{-2}$ . La durée d'impulsion est donc de 7

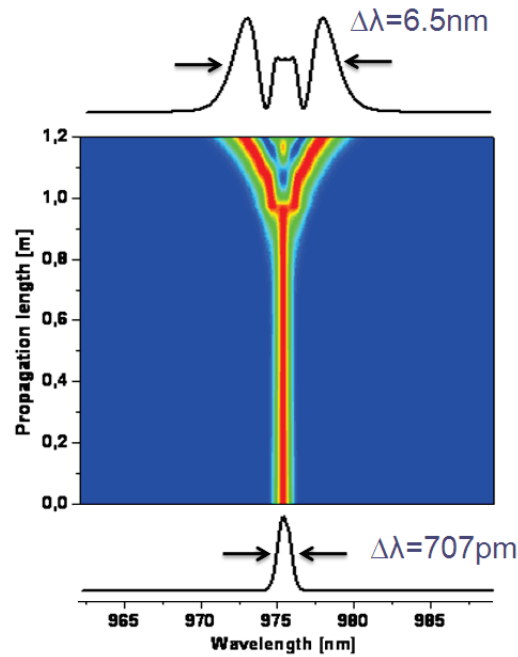


FIGURE C.1 – Simulation de l’amplification avec dérive de fréquence initiale nulle ou positive. Dans ce cas là, la dérive initiale est nulle. Les impulsions ont une durée de 2 ps, une énergie de 3,75 nJ à un taux de répétition de 40 MHz. Un gain linéique de 4.65 est appliqué.

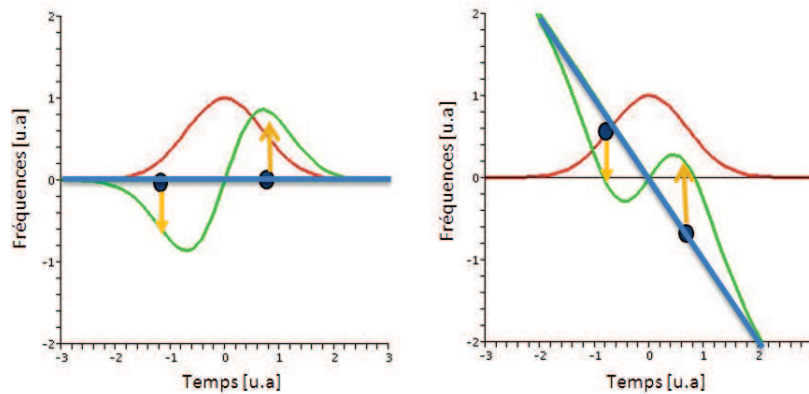


FIGURE C.2 – Principe de l’amplification d’impulsions TF (à gauche) et en régime de compression spectrale (à droite).

ps.

A la différence des résultats obtenus précédemment, la largeur spectrale passe d’une valeur de 5.1 nm à 910 pm, pour une même énergie atteinte. Il est ainsi possible d’inverser l’effet premier de l’automodulation qui est de créer de nouvelles fréquences en insérant une dérive de fréquence initiale négative.



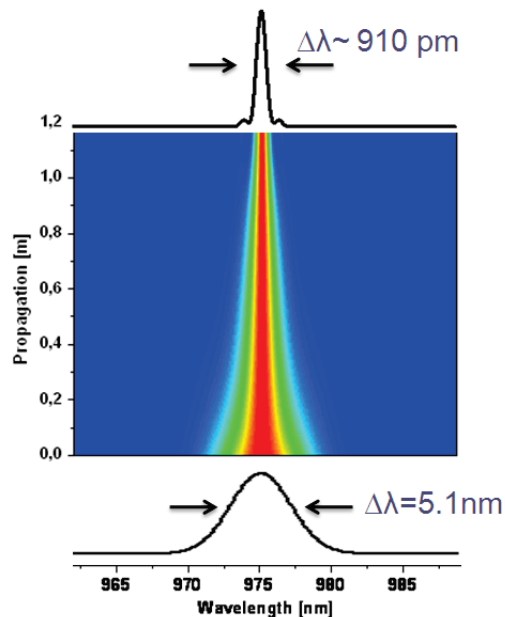


FIGURE C.3 – Simulation de l’amplification avec dérive de fréquence initiale négative. Les impulsions ont une durée de 285 fs, une énergie de 3,75 nJ à un taux de répétition de 40 MHz. La dérive initiale introduite est de  $-700\,000\text{ fs}^2$ . Un gain linéique de 4.65 est appliqué.

### C.1.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental pour la réalisation d’une source intense et de très forte brillance spectrale autour de 976 nm est représenté sur la figure C.4. Il contient l’oscillateur compact développé et présenté au chapitre 4. Il délivre des impulsions d’une durée de 2 ps possédant une dérive de fréquence positive due au régime à dispersion totalement positif. Afin d’introduire la bonne quantité de dérive de fréquence négative nécessaire à la compression du spectre, les impulsions sont envoyées vers un compresseur à réseaux en transmission.

Devant la faible quantité de dérive de fréquence négative à introduire et devant la forte dispersion introduite par nos réseaux (1740 tr/mm), notre compresseur est construit dans une configuration repliée grâce à l’utilisation d’une lentille de 100 mm de focale et d’un miroir de repli. L’angle d’incidence est à l’angle de Littrow soit  $58^\circ$ .

En raison d’un traitement antireflet inapproprié, l’efficacité de notre compresseur n’est que de 50 %. Cela est dû au fait que nous utilisons les mêmes réseaux que pour le rayonnement à 1030 nm et que la courbe d’efficacité de diffraction chute brutalement pour un fonctionnement à 976 nm.

Nous utilisons à nouveau une fibre barreau de 1,2 m de longueur. Les faces de cette fibre sont fusionnées et polies en angle afin d’éviter un effet laser parasite. La fibre est pompée à travers un miroir dichroïque (HR à 976 nm et HT à 915 nm) par une diode laser fibrée de 200  $\mu\text{m}$  délivrant 160 W à 915 nm.

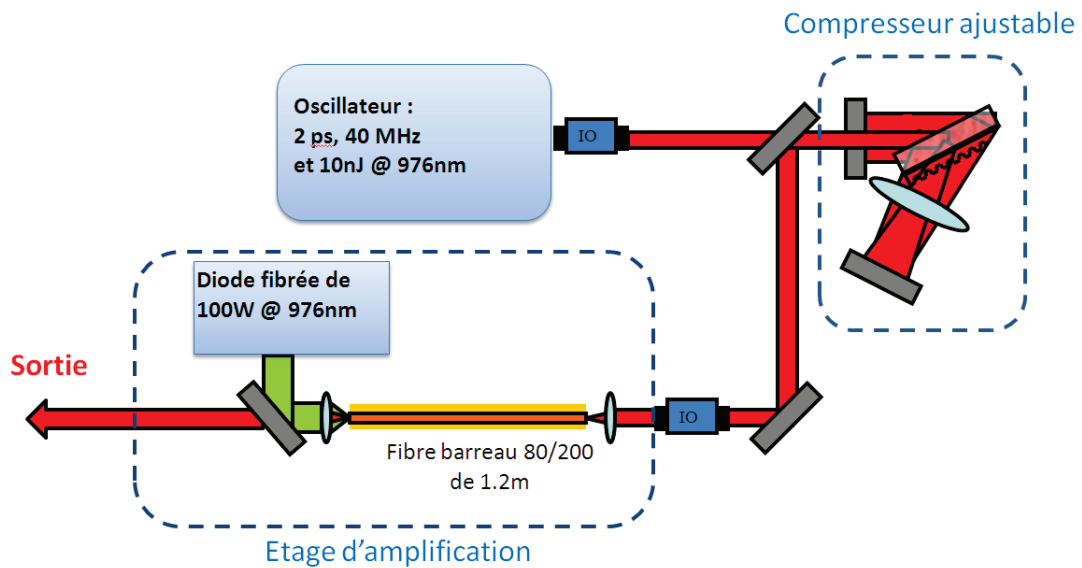


FIGURE C.4 – Dispositif expérimental de l'amplification en régime de compression spectrale.

### C.1.3 Résultats

La figure C.5 représente la courbe d'efficacité de notre amplificateur. Une puissance de 41 W est ainsi obtenue en sortie d'amplificateur pour une puissance de pompe de 142 W en sortie de diode. L'efficacité globale optique-optique est de seulement 36%. Ceci est la conséquence directe d'une intensité de transparence de la pompe élevée ( $30 \text{ kW.cm}^2$ ) et d'une faible absorption de la pompe à 915 nm (10 dB/m en régime "petit signal"). Concernant l'intensité de transparence, la puissance de transparence associée est dans le cas du rod de 18 W. Expérimentalement, cela se traduit par un seuil de puissance de pompe de 26 W. Cette différence provient principalement de la qualité du couplage de la pompe dans la fibre mais aussi de la longueur d'onde centrale de la diode. Pour la faible efficacité d'absorption qui engendre une forte puissance de pompe non absorbée, nous n'avons pas souhaité la réinjecter afin de préserver la diode de pompe. La qualité spatiale de notre faisceau à puissance maximale est représentée en insert de la figure C.5.

Nous aurions toutefois pu augmenter légèrement la puissance de sortie à 50-60 W. Cependant, sachant que nous désirions obtenir des impulsions avec une durée voisine de 1 ps, nous approchons de la barrière fatidique du MW de puissance crête (seuil de dommage de la silice pour cette durée d'impulsion), nous n'avons donc pas pris le risque d'endommager notre amplificateur. Une deuxième raison est l'apparition d'un effet laser parasite au delà de 40 W malgré les 2 faces de la fibre fusionnées et polies avec un angle  $8^\circ$ .

Afin de comprimer le spectre au minimum, nous nous positionnons à 40 W de puissance moyenne en sortie et ajustons la dispersion introduite par le compresseur. L'ajustement de la dispersion s'avère délicate et minutieuse. Un léger désalignement du compresseur se traduit directement par un mauvais

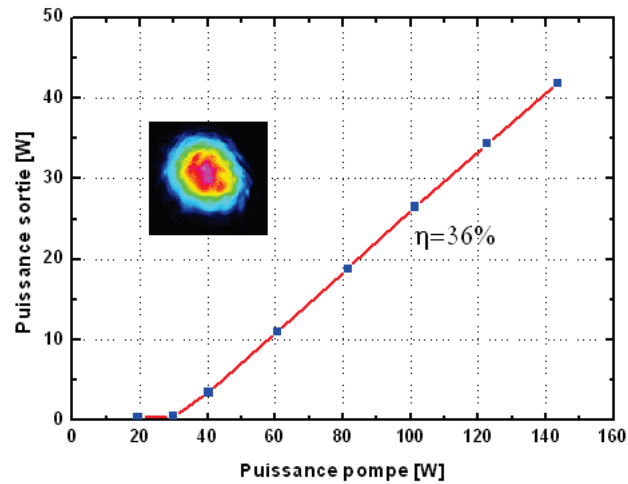


FIGURE C.5 – Evolution de la puissance en sortie du rod en fonction de la puissance de pompe. En insert, la qualité spatiale en champ lointain.

couplage dans le rod pouvant engendrer un régime déclenché de forte énergie et détériorer la ou les faces de notre fibre. La compression du spectre optimale est obtenue pour une distance inter-réseaux équivalente voisine de 11 cm, ce qui correspond à une dérive de fréquence équivalente à  $-930\,000\text{ fs}^2$ . On obtient une compression du spectre jusqu'à 900 pm (Figure C.6) ce qui correspond à un facteur de compression de 5,4.

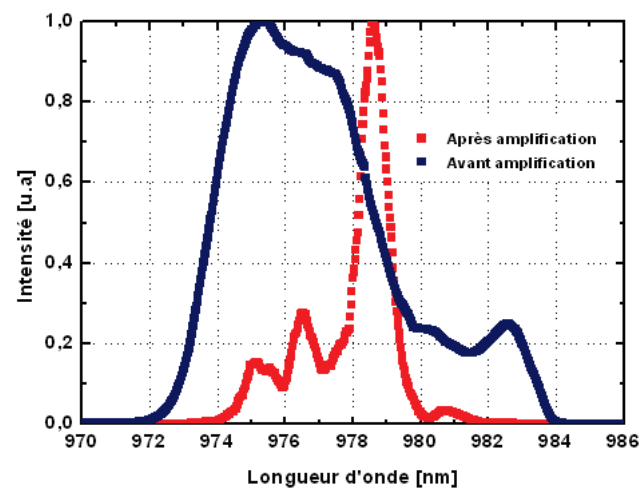


FIGURE C.6 – Evolution du spectre avant et après amplification.

La dérive de fréquence introduite est la somme de la dérive de fréquence nécessaire à recomprimer

les impulsions issues de l'oscillateur naturellement dispersées par le régime "all-normal" puis la dérive de fréquence nécessaire au régime de compression spectrale. Cette dernière est estimée à une valeur de  $-700\,000\text{ fs}^2$ . A cette position, on réalise la caractérisation temporelle des impulsions issues de l'amplificateur (Figure C.7). Les impulsions compressées spectralement ont une durée d'autocorrélation de 2,2 ps (FWHM) ce qui correspond à une durée de 1,56 ps en considérant une forme gaussienne. L'intensité crête obtenue est alors de 640 kW.

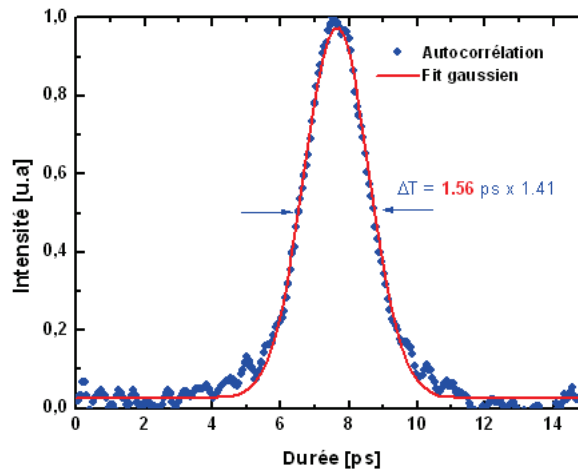


FIGURE C.7 – Trace d'autocorrélation de l'impulsion en sortie d'amplificateur.

Il est important de noter qu'à ce point précis de fonctionnement la durée en entrée d'amplificateur est voisine de 10 ps (autocorrélation). Cette valeur est bien en accord avec la dispersion introduite mais est beaucoup plus élevée que la valeur obtenue en sortie. Alors que dans les amplificateurs fibrés à 1030 nm opérant en régime de compression spectrale, la durée en entrée d'amplificateur est similaire à celle obtenue en sortie, dans le cas d'une opération à 976 nm, la durée obtenue en sortie est plus courte qu'en entrée. La compression spectrale s'accompagne donc d'une compression temporelle. La différence majeure entre ces deux fonctionnements provient de la largeur de la bande de gain. Dans le cas d'un fonctionnement à 1030 nm, la largeur spectrale des impulsions à amplifier est plus courte que la bande d'amplification. A l'inverse, dans le cas du 976 nm, l'utilisation d'impulsion femtoseconde implique une largeur spectrale supérieure à la bande de gain ( $\Delta\lambda = 3\text{ nm}$ ). Dès lors, puisque les impulsions entrent dans l'amplificateur avec une dérive de fréquence, le filtrage par le gain s'accompagne directement d'un raccourcissement de la durée d'impulsion. Ainsi pour une même énergie de sortie, un amplificateur en régime de compression spectrale à 976 nm nécessitera une dérive de fréquence initiale beaucoup plus importante qu'à 1030 nm.

## C.2 Application au doublage en fréquence

Le spectre comprimé enfin obtenu, les impulsions sont doublées en fréquence en focalisant le faisceau laser par l'intermédiaire d'une lentille de 100 mm de focale dans un cristal de 12 mm de  $LiB_3O_5$  (Figure C.8). Une lame d'onde est placée devant le cristal afin de maximiser l'efficacité de génération. En raison d'un traitement antireflet inapproprié, seulement 38 W sont injectés dans le cristal. Nous avons obtenu 20 W de puissance dans le bleu, à une longueur d'onde de 488 nm (Figure C.9). Cette puissance est mesurée après filtrage spectral par deux miroirs dichroïques  $MD_1$  et  $M_2$ , ayant un maximum de réflectivité à 488 nm et possédant aussi une très forte transmission à 976 nm. Cette puissance obtenue correspond à une efficacité de génération de 52%.

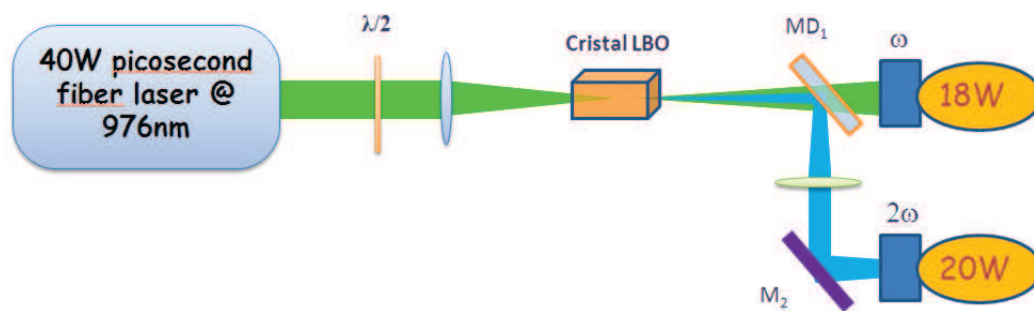


FIGURE C.8 – Dispositif expérimental pour le doublage de fréquence de la source fibrée intense développée. MD1 : miroir dichroïque HR à 488 nm et HT à 976 nm de chez Layertec.

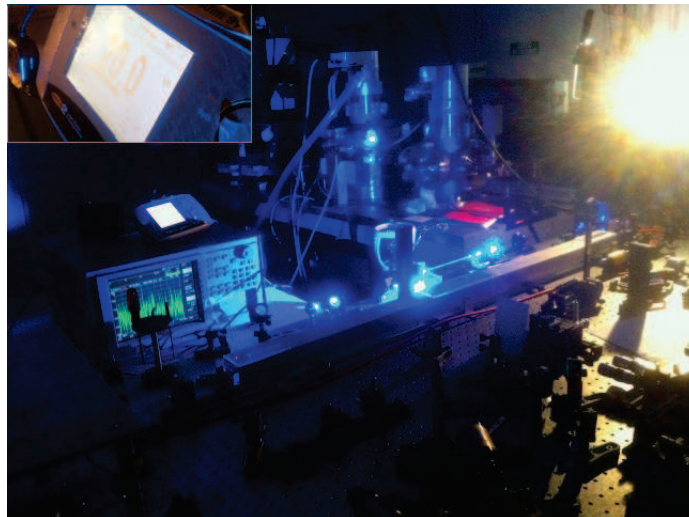


FIGURE C.9 – Dispositif expérimental pour le doublage avec 20 W de puissance picoseconde à 488 nm.

La courbe d'efficacité de génération du doublage n'a pu être réalisée rigoureusement en raison d'une instabilité de l'oscillateur. Nous nous sommes rendu compte qu'il était très important d'isoler optiquement de façon très efficace ( $> 60$  dB) l'oscillateur de l'amplificateur. Le moindre retour est susceptible de

modifier le régime de l'oscillateur soit en modifiant la durée soit en rendant l'oscillateur en régime de multi-impulsions. Ce régime multi-impulsions se traduit donc par une diminution de l'intensité crête et de ce fait, une perte d'efficacité de la compression spectrale et en conséquence, une perte d'efficacité du doublage. Il a donc été décidé de remonter cette expérience sur l'oscillateur de plus forte énergie avec SESAM, beaucoup plus stable, afin de re-caractériser le doublage en fréquence à 488 nm. Cette expérience est en cours actuellement.

### C.3 Bilan et perspectives

Cette expérience a permis d'obtenir pour la première fois, une source picoseconde, énergétique ( $1 \mu J$ ), de 40 W de puissance moyenne à 488 nm et possédant une densité spectrale importante compte tenu de sa largeur spectrale sub-nanométrique. Faible largeur qui est propice à une conversion de fréquence efficace. Une puissance moyenne de 20 W à 488 nm dans le régime picoseconde a ainsi pu être obtenu par doublage de fréquence dans un cristal de  $LiB_3O_5$ . Nous avons aussi pu remarquer une variante entre le fonctionnement à 976 nm et le fonctionnement à 1030 nm. En raison de la bande de gain beaucoup plus étroite à 976 nm qui se traduit par une compression temporelle du signal amplifié, il est nécessaire d'imposer une dérive de fréquence beaucoup plus importante qu'à 1030 nm. Cette expérience est actuellement remontée sur l'oscillateur à 10 MHz de plus forte énergie opérant avec un SESAM pour plus de stabilité. Le fait de disposer d'une source plus basse cadence, permettra de sortir plus d'énergie pour la même puissance moyenne (limitée par la puissance de pompe et les effets lasers parasites). Dès lors pour une même intensité crête en sortie, les impulsions seront nécessairement plus longues et permettront d'obtenir des spectres plus étroits (les impulsions de sortie sont limitées par transformée de Fourier). Les sources développées permettront dans les semaines à venir l'obtention de forte puissance moyenne à 325 nm et 244 nm (longueur d'onde des lasers Argon doublés en fréquence) par triplage et quadruplage.

### Bibliographie

- [1] Cheng, J.-X. and Xie, X.S., "Coherent anti-Stokes Raman scattering microscopy : Instrumentation, theory, and applications," *Journal of Physical Chemistry B* **108**, 827–840, 2004.
- [2] Freudiger, C.W. and Min, W. and Saar, B.G. and Lu, S. and Holtom, G.R. and He, C. and Tsai, J.C. and Kang, J.X. and Xie, X.S., "Label-free biomedical imaging with high sensitivity by stimulated raman scattering microscopy," *Science* **322**, 1857-1861, 2008.
- [3] Stolen, R.H. and Lin, C., "Self-phase-modulation in silica optical fibers," *Physical Review A* **17**, 1448-1453, 1978.

- [4] Oberthaler, M. and Hapfel, R.A., "Spectral narrowing of ultrashort laser pulses by self-phase modulation in optical fibers," *Applied Physics Letters* **63**, 1993.
- [5] Planas, S.A. and Pires, N.L. and Mansur, N.L. Pires and Cruz, C.H. Brito and Fragnito, H.L., "Spectral narrowing in the propagation of chirped pulses in single-mode fibers," *Optics Letters* **18**, 1993.
- [6] Andresen, E.R. and Thagersen, J. and Keiding, S.R., "Spectral compression of femtosecond pulses in photonic crystal fibers," *Optics Letters* **30**, 2005.
- [7] Limpert, J. and Gabler, T. and Liem, A. and Zellmer, H. and Tunnermann, A., "SPM-induced spectral compression of picosecond pulses in a single-mode Yb-doped fiber amplifier," *Applied Physics B : Lasers and Optics* **74**, 191-195, 2002.
- [8] Limpert, J. and Deguil-Robin, N. and Manek-Honninger, I. and Salin, F. and Schreiber, T. and Liem, A. and Raser, F. and Zellmer, H. and Tunnermann, A. and Courjaud, A. and Honninger, C. and Mottay, E., "High-power picosecond fiber amplifier based on nonlinear spectral compression," *Optics Letters* **30**, 714-716, 2005.

1.5