



HAL
open science

Pompage haute brillance de matériaux dopés ytterbium pour la génération et l'amplification d'impulsions femtosecondes à haute cadence

Pierre Sevillano

► **To cite this version:**

Pierre Sevillano. Pompage haute brillance de matériaux dopés ytterbium pour la génération et l'amplification d'impulsions femtosecondes à haute cadence. Physique [physics]. Université de Bordeaux, 2017. Français. NNT : 2017BORD0657 . tel-04710518

HAL Id: tel-04710518

<https://theses.hal.science/tel-04710518v1>

Submitted on 26 Sep 2024

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

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

THÈSE PRÉSENTÉE
POUR OBTENIR LE GRADE DE
DOCTEUR
DE L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

SPÉCIALITÉ : LASER, MATIÈRE, NANOSCIENCES

Par **Pierre SEVILLANO**

**Pompage haute brillance de matériaux dopés ytterbium pour la
génération et l'amplification d'impulsions femtosecondes à haute
cadence**

Sous la direction de : **Eric CORMIER**
Co-directeur : **Dominique DESCAMPS**

Soutenue le 15 septembre 2017

Membres du jury :

Mme. Evelyne FARGIN	Professeur	ICMCB	Présidente
M. Thomas SÜDMEYER	Professeur	LTF	Rapporteur
M. Marc HANNA	Chargé de recherche	LCF	Rapporteur
M. Dimitri PAPADOPOULOS	Ingénieur de recherche	LCF	Examineur
M. Eric CORMIER	Professeur	CELIA	Directeur
M. Dominique DESCAMPS	Ingénieur chercheur	CEA-CESTA	Co-directeur
M. Antoine COURJAUD	Ingénieur	AMPLITUDE	Invité

Pompage haute brillance de matériaux dopés ytterbium pour la génération et l'amplification d'impulsions femtosecondes à haute cadence

Résumé : Ce mémoire présente l'étude du pompage haute brillance appliqué à des architectures lasers basées sur des matériaux dopés à l'ytterbium dans le but de générer et d'amplifier des impulsions femtosecondes intenses, ultra-brèves et à haute cadence. L'excellente qualité spatiale des dispositifs de pompage basés sur des lasers à fibre, utilisés au cours de ces travaux, nous a permis de réaliser plusieurs oscillateurs basés sur la technique de blocage de mode par effet Kerr. Grâce à cette méthode et à l'utilisation de matériaux possédant d'excellentes propriétés thermomécaniques et une large bande d'amplification, nous avons pu générer des impulsions ultra-brèves tout en conservant une puissance moyenne importante. En régime solitonique tout d'abord, où des impulsions de 48 fs (2.7 W) et de 32 fs (90 mW) ont été générées sur Yb : CaF₂ et Yb : CALGO. En régime de dispersion positive ensuite, où nous avons étudié un oscillateur Yb : CALGO capable de générer des impulsions de 91 fs après compression (4,5 W, 96 MHz). La seconde partie de ces travaux exploite les propriétés spatiales de ces sources brillantes pour maintenir une intensité de pompage élevée sur plusieurs centimètres et accroître le gain par passage dans le matériau amplificateur. Avec de l'Yb : CaF₂, deux architectures ont été étudiées : un amplificateur simple passage en régime d'extraction de puissance moyenne, permettant l'amplification sans dispositif d'étirement temporel d'impulsions femtosecondes avec un fort gain (70 fs, 16.5 W), et un amplificateur de type régénératif permettant de délivrer des impulsions énergétiques sub-150 fs de 3 kHz à 100 kHz, avec des énergies allant jusqu'au niveau du mJ.

Mots-clés : femtoseconde, ytterbium, haute brillance,

High brightness pumping of ytterbium doped materials for femtosecond pulses generation and amplification at high repetition rate

Abstract: This work investigates the concept of high-brightness optical pumping with Yb-doped laser materials. Several architectures have been demonstrated to deliver and amplify intense, ultra-short femtosecond pulses at high repetition rates. The excellent spatial beam quality of the fiber laser pumping source used during this work allowed us to achieve several oscillators based on the Kerr lens mode-locking technique. Thanks to the use of broadband Yb-doped materials, we were able to deliver ultra-short pulses while maintaining high average power. In the solitonic regime, pulses as short as 48 fs (2.7 W) and 32 fs (90 mW) were generated with Yb : CaF₂ and Yb : CALGO. In the positive dispersion regime, we studied a Yb : CALGO oscillator capable of delivering 91 fs pulses after compression (4.5 W, 96 MHz). The second part of this work takes advantage of the high brightness of the pumping source to maintain high intensity along the laser material over centimeter lengths, significantly increasing the single-pass gain. Two systems have been studied with Yb : CaF₂: a high-gain single-pass booster amplifier operating in the average power extraction regime without a stretcher (70 fs, 16.5 W), and a regenerative amplifier delivering energetic sub-150 fs pulses in the range of 3 kHz to 100 kHz, with energies up to one mJ.

Keywords: femtosecond, ytterbium, high brightness

Remerciements

Nous y voici, la rédaction de cette page de remerciements marque l'aboutissement d'une aventure, non seulement scientifique, mais avant tout humaine. Je souhaite saisir cette occasion pour exprimer ma gratitude à toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de cette thèse.

Je tiens tout particulièrement à exprimer ma profonde reconnaissance à Dominique Descamps, pour son encadrement, sa patience et sa disponibilité tout au long de ce parcours. Sa rigueur scientifique et son perfectionnisme, bien qu'ils aient parfois rendu la tâche plus exigeante, m'ont permis de progresser considérablement. Je le remercie également pour son soutien indéfectible et pour m'avoir aidé à adopter une perspective plus positive dans les moments de doute.

Je souhaite également exprimer toute ma gratitude à Eric Cormier, pour ses idées inspirantes, son sens de la communication, et l'énergie qu'il a insufflée tout au long de cette thèse. Je garde en mémoire de précieux souvenirs des conférences partagées et des moments conviviaux, notamment autour d'un verre de Pampero bien mérité.

Je tiens à remercier sincèrement les deux rapporteurs de cette thèse Messieurs Marc Hanna et Thomas Südmeyer pour leur lecture attentive de mon manuscrit, leurs remarques et leurs conseils avisés. Je remercie également l'ensemble des membres de mon jury Madame Evelyne Fargin et Dimitri Papadopoulos pour leur disponibilité et l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail.

Un grand merci à mes collègues du CELIA : Jérôme, Romain, Denis, Stéphane, Frédéric et Capucine pour leur collaboration, leur bonne humeur et les échanges fructueux qui ont ponctué cette aventure. Vos conseils, votre soutien et nos discussions informelles m'ont beaucoup aidé à surmonter les moments de doute. Je n'oublierai pas les cigares de la victoire et le tube de Florida.

Je voudrais particulièrement remercier mon amis Guillaume Machinet qui m'aura initié à l'expérimentation laser et épaulé tout au long de ces travaux. Ces précieux conseils et son implication m'ont profondément marqué.

Je tiens à remercier le CEA et l'université de Bordeaux pour leur soutien matériel et financier, sans lequel cette thèse n'aurait pas pu voir le jour. Merci également à Amplitude et Antoine Courjaud d'avoir adapté mon temps de travail pour terminer la rédaction de ce manuscrit.

Enfin, je ne saurais oublier ma famille et mes amis, dont le soutien moral m'a permis de rester motivé tout au long de ces années. Merci de m'avoir encouragé, écouté et soutenu dans les moments les plus difficiles. Merci également à ma moitié, Laëtitia, pour sa présence et son amour.

Cette thèse est le fruit d'un travail collectif, et je vous suis reconnaissant à tous pour avoir fait partie de cette aventure.

Table des matières

Introduction	1
1 Généralités et contexte	5
1.1 Les limitations thermiques dans les lasers de forte puissance moyenne	5
1.1.1 La charge thermique	5
1.1.2 Les effets thermomécaniques et thermo-optiques induits	8
1.1.3 Conclusion sur les effets thermiques	12
1.2 Matériaux Yb à large bande spectrale d'émission	13
1.2.1 Spectroscopie des matériaux dopés ytterbium	13
1.2.2 Comportement laser d'un système 3 niveaux	15
1.2.3 Les cristaux dopés ytterbium à large bande d'amplification	21
1.2.4 Conclusion sur les matériaux ytterbium à large bande spectrale d'amplification	26
1.3 Gestion thermique : géométries des amplificateurs ytterbium pompés par diodes .	27
1.3.1 La fibre	27
1.3.2 Le disque mince	30
1.3.3 Innoslab	32
1.3.4 La fibre cristalline	34
1.3.5 Conclusion sur les différentes géométries	35
2 Le pompage à haute brillance appliqué aux matériaux dopés ytterbium	37
2.1 Le pompage à haute brillance	37
2.1.1 Définition de la brillance d'une source laser	37
2.1.2 Le concept du pompage à forte brillance	38
2.1.3 État de l'art de la brillance des systèmes de pompage à 980 nm	42
2.2 Développement de pompes haute brillance	45
2.2.1 Effet laser et amplification à 976 nm	45
2.2.2 Mises en oeuvres expérimentales	49
2.2.3 Phénomènes parasites et stabilité des performances	57
2.3 Conclusion	62
3 Application du pompage à forte brillance à la génération d'impulsions ultra brèves	65
3.1 Théorie du blocage de modes en phase	65
3.1.1 L'équation maîtresse du blocage de mode	66
3.1.2 Le régime solitonique	68

3.2	Conception d'un oscillateur à blocage de mode	73
3.2.1	Mécanismes de modulation d'amplitude : Lentille de Kerr ou SESAMs? . . .	73
3.2.2	Conception d'une cavité à blocage de mode par effet Kerr sans fente . . .	76
3.3	Oscillateur Yb : CaF ₂	84
3.3.1	Performances en régime continu	86
3.3.2	Performances en régime impulsionnel	89
3.4	Oscillateur Yb : CALGO	97
3.4.1	Performances en régime continu	98
3.4.2	Performances en régime impulsionnel	100
3.5	Vers un oscillateur sub-100 fs énergétique : Oscillateur Yb : CALGO à dérive de fréquence positive	110
3.5.1	Contexte et génération d'impulsion à dérive de fréquence positive	110
3.5.2	Oscillateur Yb : CALGO à dérive de fréquence positive	114
3.6	Conclusion	117
4	Amplificateur femtoseconde Yb : CaF₂ à haute récurrence	121
4.1	Contexte	121
4.2	Amplification d'impulsions femtosecondes	122
4.2.1	Effets non-linéaires	122
4.2.2	Rétrécissement spectral par le gain	123
4.3	Modélisation numérique de l'amplification par pompage à forte brillance	124
4.3.1	Présentation générale	124
4.4	Réalisation expérimentale et gain en régime petit signal	127
4.4.1	Le dispositif expérimental	128
4.4.2	Résultats et validation du modèle numérique	129
4.4.3	Dépolarisation et orientation de la maille cristalline	130
4.5	Réalisation expérimentale en régime d'extraction de puissance	133
4.5.1	Conception d'un amplificateur d'Yb : CaF ₂ en régime d'extraction de puis- sance	133
4.5.2	Amplificateur femtoseconde μJ -10 MHz	138
4.5.3	Réalisation d'un amplificateur Yb : CaF ₂ MHz de large bande spectrale . .	143
4.6	Conclusion	146
5	Amplificateur régénératif femtoseconde Yb : CaF₂	149
5.1	Contexte	149
5.2	L'amplification à dérive de fréquence	150
5.2.1	Intérêts	150
5.2.2	Principe	151
5.2.3	Étirement et compression	151
5.2.4	La cavité régénérative	153
5.3	Conception d'un amplificateur régénératif Yb : CaF ₂ à dérive de fréquence en pompage continu	156
5.3.1	Modélisation de l'amplification et du pompage	156

TABLE DES MATIÈRES

5.3.2	Conception d'une cavité régénérative Yb : CaF ₂ en pompage à haute brillance	167
5.3.3	Conception de l'étirement et de la compression	172
5.3.4	Conclusion sur la conception d'un amplificateur régénératif Yb : CaF ₂ à dérive de fréquence	179
5.4	Résultats expérimentaux	180
5.4.1	Cavité laser en régime continu	180
5.4.2	Caractérisation en régime déclenché	182
5.4.3	Dispositif expérimental de l'amplification d'impulsions femtosecondes	186
5.4.4	Performances de la cavité régénérative en régime d'amplification à dérive de fréquence	188
5.4.5	Façonnage spectral des impulsions injectées	193
5.5	Conclusion	198
	Conclusion générale	201
	Bibliographie	214

Introduction

C'est en 1917 qu'Albert Einstein a décrit pour la première fois le processus d'amplification des photons par émission stimulée. Un siècle plus tard, de manière analogue à un chef d'orchestre, la science modèle ces particules de lumière pour leur définir le tempo, la mesure et les nuances. Ces ondes irradient aujourd'hui de nombreux domaines technologiques : des télécommunications optiques à la fusion inertielle thermonucléaire contrôlée. Plusieurs réalisations marquantes, telles que la croissance de matériaux à large bande comme le saphir dopé titane [88], la découverte du laser à verrouillage de mode par le groupe de W. Sibbet en 1991 [124] ou enfin la mise au point de la technique d'amplification à dérive de fréquence par D. Strickland et G. Mourou [127] ont été les clés des verrous technologiques permettant la réalisation de sources laser femtosecondes intenses. Ainsi, la brièveté de ces sources a permis à A. Zewail de recevoir le prix Nobel pour ses travaux en spectroscopie femtoseconde mettant en évidence les états de transition d'une réaction chimique [143]. Lorsque l'intensité de l'impulsion femtoseconde est très élevée ($> 10^{14} \text{W.cm}^{-2}$) et que la durée d'impulsion est confinée temporellement à quelques cycles optiques, il devient possible par un processus de génération d'harmoniques d'ordre élevé, de produire un rayonnement XUV dont la durée des impulsions peut atteindre la centaine d'attosecondes (1 as = 10^{-18} s) [21], [10]. À cette échelle de temps, les atomes paraissent immobiles (cf. figure 1). La production d'impulsions attosecondes laisse entrevoir des perspectives vertigineuses quant à l'étude et la compréhension des dynamiques électroniques mises en jeu lorsque la matière est photo-excitée (durée caractéristique du mouvement des électrons de l'ordre de la dizaine d'attosecondes).

Cependant, les conditions nécessaires à la génération d'impulsions attosecondes imposent de fortes contraintes sur les caractéristiques des sources lasers primaires employées pour la génération d'harmoniques d'ordre élevé. Que ce soit sur la durée des impulsions, inférieure à quelques cycles optiques, l'intensité au foyer ou la stabilisation de la phase sous l'enveloppe du champ, ces conditions sont difficiles à atteindre. Concernant la brièveté des impulsions, deux techniques non linéaires sont souvent utilisées pour pallier ces contraintes : la première basée sur l'amplification paramétrique [35] et la seconde sur la post-compression d'impulsions énergétiques [92]. Chacune de ces méthodes possède des avantages : l'accordabilité en longueur d'onde pour l'une, la simplicité de mise en oeuvre pour l'autre.

La difficulté à maintenir durant plusieurs heures les conditions extrêmes sur les impulsions de la source primaire ainsi que la faible efficacité du processus de génération d'harmonique ont favorisé l'émergence de sources lasers de haute cadence alternatives aux sources titane saphir fonctionnant à quelques kHz. De plus, l'ingéniosité des techniques d'isolation d'impulsion attoseconde unique par des méthodes de porte de polarisation à deux couleurs (fondamental et

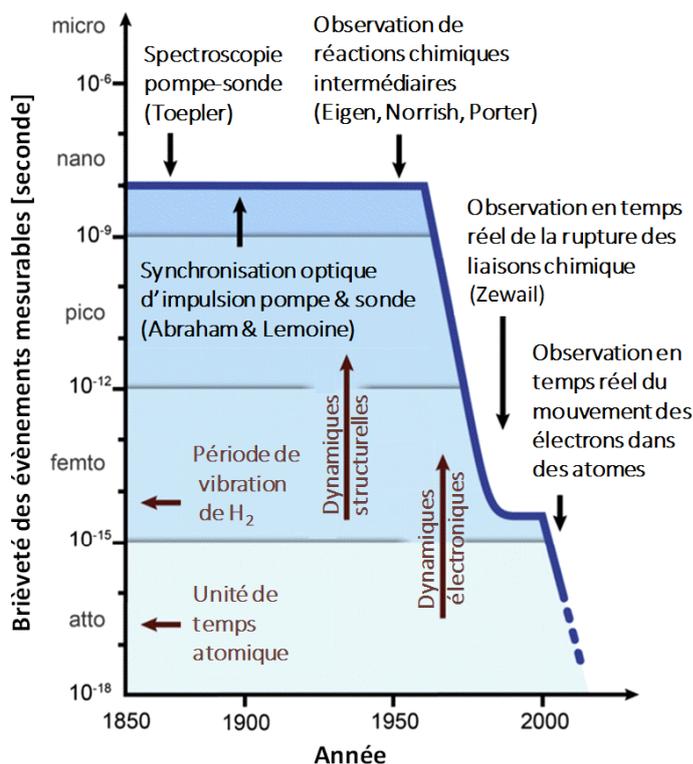


FIGURE 1 – Évolution au cours des années de la résolution temporelle des dynamiques de la matière sous excitation. Illustration issue de [75]

seconde harmonique), ont permis de relâcher la contrainte sur la durée d'impulsions de la source primaire à 8 - 10 cycles optiques [39]. Ainsi, par la technique de post-compression, le domaine de l'attoscience est rendu accessible à des systèmes lasers énergétiques délivrant des impulsions dont les durées sont proches de la centaine de femtosecondes. Il devient alors envisageable d'utiliser un plus large panel de matériaux amplificateurs autres que le Titane :saphir pour générer des impulsions XUV d'une centaine d'attosecondes.

Grâce à la disponibilité de diodes-lasers de pompage à faible coût et au faible défaut quantique qui caractérisent les matériaux laser dopés ytterbium, les sources lasers ytterbium sub-picosecondes de haute récurrence et de forte puissance moyenne ont connu un essor spectaculaire durant ces quinze dernières années. L'augmentation des puissances moyennes délivrées par ces systèmes nécessite alors de prendre en considération l'échauffement du milieu à gain sous peine d'observer la dégradation spatiale du faisceau et la chute de l'efficacité optique de l'amplificateur. La stratégie utilisée consiste à jouer sur la géométrie du milieu à gain afin d'augmenter la surface d'échange avec son support refroidi. Malheureusement, les architectures laser-solide les plus efficaces (disques minces et Innoslab) sont aujourd'hui basées sur l'utilisation de matériaux avec une excellente conductivité thermique (Yb : YAG essentiellement) mais une bande spectrale d'amplification réduite limitant la durée des impulsions produites à plusieurs centaines de femtosecondes. Plusieurs étages de post-compression peuvent être utilisés pour réduire la brièveté des impulsions à une dizaine de femtosecondes au détriment de la puissance moyenne

disponible et d'un contraste temporel de l'impulsion post-comprimée de piètre qualité. Une autre alternative consiste à utiliser des amplificateurs fibrés qui possèdent l'avantage d'avoir un haut facteur de forme et ainsi d'être relativement insensible aux effets thermiques lorsque la puissance de pompage augmente. De plus, la large bande spectrale du verre dopé ytterbium permet l'amplification d'impulsions très courtes. Le fort confinement spatial qu'impose la fibre limite l'énergie délivrée par un laser fibré à quelques centaines de microjoules en sortie. Seules des techniques de combinaisons cohérentes de plusieurs amplificateurs fibrés permettent depuis peu de temps d'atteindre un niveau d'énergie dépassant le millijoule avec une durée d'impulsion de 260 fs [89].

Dans ce contexte, mes travaux de thèse effectués au laboratoire CELIA ont eu pour principal objectif d'étudier une architecture alternative pour l'amplification haute cadence d'impulsions ultra-brèves (sub 100 fs) à un niveau d'énergie millijoule. Basés sur l'utilisation d'un laser Yb fibré émettant autour de 980 nm pour pomper longitudinalement des matériaux laser-solides dopés ytterbium, mes travaux de recherche démontrent l'intérêt du pompage forte brillance dans diverses architectures laser dès lors que la brièveté des impulsions produites est un paramètre clef de l'utilisation de la source. L'ensemble des études que j'ai réalisé au cours de ce travail de thèse est structuré sous la forme de 5 chapitres.

Le premier chapitre présentera les problématiques liées au développement de sources laser ytterbium de forte puissance moyenne. Par un bref descriptif des effets thermiques et de leurs conséquences sur la conception d'un système laser, nous discuterons des méthodes permettant de contourner ces limitations en présentant un bref état de l'art. Les notions propres à l'amplification dans un système trois niveaux seront également précisées.

Le second chapitre sera consacré à la présentation du concept de pompage forte brillance et à la réalisation expérimentale de ces pompes. Nous mettrons en exergue les principaux avantages mais également nous soulignerons les difficultés rencontrées et les limites actuelles d'un tel dispositif.

Au cours du troisième chapitre, nous exposerons les résultats obtenus sur la génération d'impulsions ultra-brèves dans des oscillateurs ytterbium. Plusieurs cristaux et configurations ont été étudiés afin de réduire la brièveté des impulsions tout en conservant une puissance moyenne délivrée la plus élevée que possible. Enfin, un oscillateur en régime de dispersion positive a été réalisé en régime de blocage de mode par effet Kerr et laisse entrevoir un possible accroissement de l'énergie par impulsion délivrée en sortie directe de l'oscillateur.

Le quatrième chapitre se concentrera sur l'amplification large bande d'un train d'impulsions ultra-brèves à très haute cadence (MHz) au travers de la réalisation d'un amplificateur Yb : CaF₂ de plusieurs centimètres pompé par un laser Yb fibré. Nous mettrons en évidence l'importance de l'orientation de la maille cristalline. Nous présenterons également le modèle numérique développé au cours de ces travaux pour concevoir l'amplificateur Yb : CaF₂ en régime d'extraction de puissance.

Enfin, le dernier chapitre s'intéressera à la problématique de l'amplification large bande d'impulsion énergétique à travers l'étude et la réalisation d'un amplificateur régénératif Yb : CaF₂ à dérive de fréquence. Différents aspects de la conception seront évoqués afin d'expliquer les choix de la configuration retenue. Un modèle numérique d'amplification multi-passages et large bande a été développé et illustre parfaitement les diverses dynamiques mises en jeu dans l'amplification

régénérative d'un matériau trois niveaux pompé continûment.

Chapitre 1

Généralités et contexte

Les effets thermiques ont toujours été l'une des principales limitations au développement de sources lasers de forte puissance moyenne. En effet, comme nous le verrons dans ce chapitre, plusieurs phénomènes, pouvant aller de la formation d'une lentille thermique jusqu'à la rupture du matériau amplificateur, vont limiter les performances laser de ces sources. Il est donc nécessaire de comprendre leur origine pour limiter leurs effets. Cependant, pour des caractéristiques spécifiques telles que la brièveté des impulsions et/ou leur niveau d'énergie, le choix du matériau peut s'avérer difficile et des compromis sont souvent nécessaires. Au cours de ce chapitre nous énumérerons différents effets thermiques importants et en expliquerons leurs causes ainsi que leurs conséquences. À travers des points théoriques qui ne se veulent ni exhaustifs ni simplistes sur les effets thermomécaniques et thermo-optiques, nous amènerons le lecteur à appréhender la problématique posée par le développement de sources laser de forte puissance moyenne délivrant des impulsions extrêmement courtes et à comprendre les choix technologiques qui en résultent.

1.1 Les limitations thermiques dans les lasers de forte puissance moyenne

1.1.1 La charge thermique

1.1.1.1 Le défaut quantique

Lors du pompage optique d'un matériau laser, l'énergie d'un photon de pompe $E_p = h\nu_p$ est plus grande que l'énergie du photon signal $E_l = h\nu_l$. Il en résulte que la fraction d'énergie restante est souvent restituée de manière non radiative au matériau pompé et participe à l'échauffement de celui-ci. Ainsi, une partie de la puissance de pompe absorbée P_{abs} ne contribue pas à l'effet laser mais constitue une source de chaleur P_{th} . Nous appellerons cela la fraction thermique η_h :

$$P_{th} = \eta_h P_{abs} \quad (1.1)$$

La fraction thermique se décompose en différentes contributions :

- Une fraction η_l des ions excités se désexcitent par émission stimulée. L'énergie dissipée sous forme de chaleur vaut alors $h(\nu_p - \nu_l)$ par nombre d'ions excités. L'écart relatif

d'énergie, communément appelé *défaut quantique*, est égal à $\frac{\nu_p - \nu_l}{\nu_p} = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} = \rho$.

- la fraction d'ions excités restante peut également se désexciter par l'émission spontanée d'un photon de fluorescence (η_r : fraction de fluorescence). La quantité de chaleur générée vaut alors $h(\nu_p - \bar{\nu}_F)$ où $\bar{\nu}_F$ désigne la fréquence moyenne de fluorescence. Elle est déterminée à partir du spectre d'émission du matériau.
- Enfin, la fraction complémentaire $1 - \eta_r$ se désexcite alors de façon non radiative, en dissipant une quantité de chaleur $h\nu_p$.

En prenant en compte tous ces phénomènes, nous pouvons écrire la fraction thermique globale de la façon suivante :

$$\eta_h = 1 - \eta_p \left[(1 - \eta_l)\eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_F} + \eta_l \frac{\lambda_p}{\lambda_l} \right] \quad (1.2)$$

La figure 1.1 schématise les différents processus responsables de l'échauffement du matériau laser.

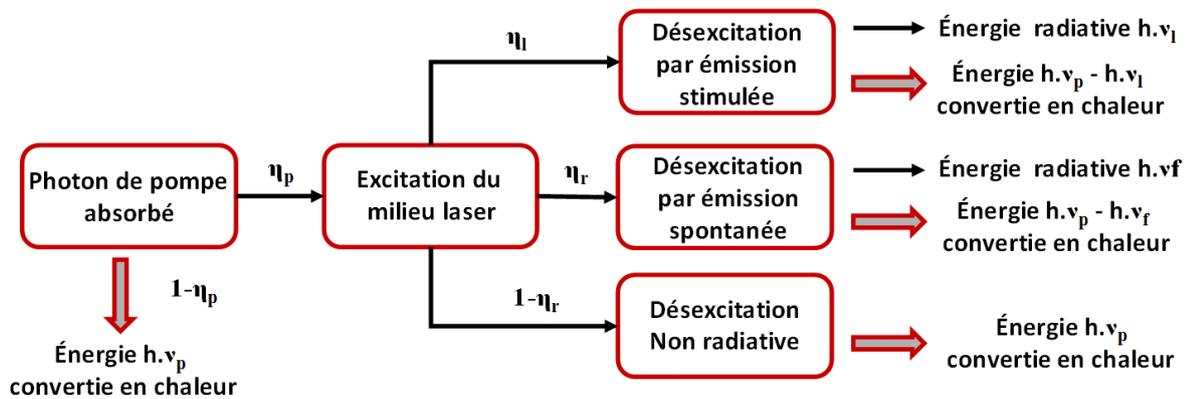


FIGURE 1.1 – Schéma des différentes sources de chaleur lors d'un pompage optique d'un matériau laser.

En l'absence d'effet laser ($\eta_l = 0$) et pour un matériau amplificateur sans défaut de site ($\eta_p = 1$) la fraction thermique s'écrit :

$$\eta_h = 1 - \eta_r \frac{\lambda_p}{\lambda_F} \quad (1.3)$$

La réduction du dépôt de chaleur lors du processus de pompage requiert donc l'utilisation de matériaux à faible défaut quantique de pompage et ayant un temps de relaxation non radiative du niveau métastable long par rapport au temps de fluorescence. Ainsi, pour le Ti : Saphir, il existe une différence significative entre le temps de vie radiatif et non radiatif de l'état excité à température ambiante ce qui mène à un accroissement de chaleur du fait que $\eta_r = 0.81$ au lieu de 1 dans le cas idéal [88]. De ce fait, sans effet laser, le défaut quantique $1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_F} = 30\%$ ($\lambda_p = 532$ nm et $\bar{\lambda}_F = 760$ nm) doit être majoré de 19% et accroît la charge thermique à 43% (η_h).

Au-delà de la contribution apportée par la durée de vie non radiative du niveau métastable, la quantité de chaleur déposée reste directement liée au défaut quantique ; propriété intrinsèque du matériau laser utilisé. Le choix du milieu amplificateur est donc déterminant pour limiter l'apport

de chaleur. Pour illustrer ces propos, le tableau 3.1 donne quelques exemples de matériaux laser couramment utilisés ainsi que leurs fractions thermiques et leurs conductivités thermiques associées.

	λ_p (nm)	$\bar{\lambda}_F$ (nm)	fraction thermique η_h	Conductivité thermique K_c (W.m ⁻¹ .K ⁻¹)
Ti : Al ₂ O ₃	532	760	0.43	33 [88]
Nd : SiO ₂	800	1060	0.36	1 [126]
Yb : YAG	940	1008	0.16	9.7 [103]

TABLE 1.1 – Fraction thermique sans effet laser et conductivité thermique à température ambiante de différents matériaux laser

Les différences entre les matériaux laser existants peuvent être conséquentes. Nous allons voir maintenant comment cette chaleur se répartit dans le cristal et quelles peuvent en être les conséquences.

1.1.1.2 La distribution thermique

La distribution thermique dans un cristal laser a rapidement suscité l'intérêt de la communauté scientifique. Tout d'abord pour des configurations de pompage transverse de type lampe flash dans des verres dopés néodyme [132] puis longitudinal avec l'apparition du pompage par diodes fibrées [38, 58]. Pour connaître la distribution de température, il faut résoudre l'équation de la chaleur qui s'écrit, en un point de coordonnées (x, y, z) et à l'instant t [38] de la façon suivante :

$$\rho c_p \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} - K_c \nabla^2 T(x, y, z, t) = Q_{th}(x, y, z, t) \quad (1.4)$$

Avec :

T la température en degré Kelvin

ρ la densité en kg.m⁻³

c_p la chaleur massique en J.kg⁻¹.K⁻¹

K_c la conductivité thermique en W.m⁻¹.K⁻¹

Q_{th} la puissance thermique où charge thermique dissipée par unité de volume en W.m⁻³

Pour un pompage longitudinal d'un cristal isotrope présentant une symétrie cylindrique refroidi radialement, la résolution de l'équation 1.4 en régime stationnaire nous donne la distribution de la température dans le milieu laser suivant l'expression 1.5 :

$$T(r, z) - T(r_0, z) = \frac{Q_{th}(z)w_p^2(z)}{4\pi K_c} \begin{cases} \ln \frac{r_0^2}{w_p^2(z)} + 1 - \frac{r^2}{w_p^2(z)} & r \leq w_p(z) \\ \ln \frac{r_0^2}{r^2(z)} & r > w_p(z) \end{cases} \quad (1.5)$$

où w_p est le rayon du faisceau de pompe supposé ici de distribution spatiale "Haut de forme" dans le cristal.

Nous remarquons que le profil de température est parabolique au centre de la zone pompée et décroît de manière logarithmique en dehors. Ainsi, en reprenant le tableau 3.1, nous pouvons évaluer l'influence du défaut quantique et de la conductivité thermique pour différents matériaux (cf. figure 1.2a) à puissance de pompe absorbée constante.

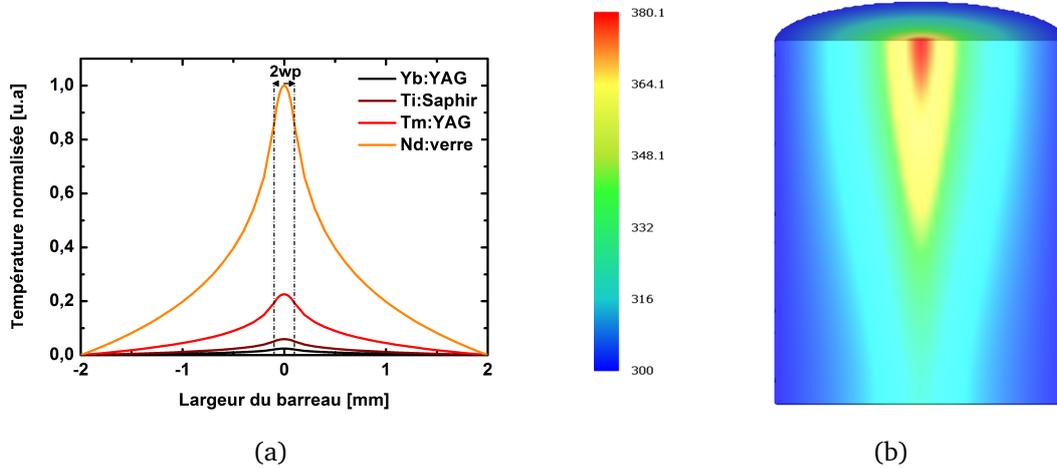


FIGURE 1.2 – (a) Profil radial de température relative pour différents matériaux à 10 watts de puissance de pompe absorbée, $w_p = 100 \mu\text{m}$ et coefficients d'absorption linéique égaux. (b) Profil de température en volume donné en degrés Kelvin pour un barreau d'Yb : YAG pompé à 100 W, simulation LASCAD

Le gradient thermique est d'autant plus important que la conductivité thermique est faible et la fraction thermique est grande. C'est notamment le cas pour le Nd :verre de notre exemple. Cependant une fraction thermique importante comme dans le Ti :Saphir peut être compensée en partie par une excellente capacité à évacuer la chaleur. A contrario, la conductivité thermique moins importante de l'Yb : YAG est largement contrebalancée par un défaut quantique très faible et permet de réduire les gradients thermiques induits par le pompage.

Nous avons vu que la charge thermique dépendait largement de la fraction thermique et de la conductivité des matériaux laser. Cela amène à la formation d'un gradient thermique radial et longitudinal (cf figure 1.2b) et peut provoquer une altération des propriétés optiques et mécaniques du matériau. Nous allons donc nous intéresser plus particulièrement aux contraintes thermomécaniques engendrées par le gradient de températures dans le paragraphe suivant.

1.1.2 Les effets thermomécaniques et thermo-optiques induits

1.1.2.1 La loi de Hooke et expression des contraintes

Un matériau solide soumis à une contrainte de nature thermique ou mécanique va subir une déformation formalisée par un tenseur de déformation ϵ_{ij} . Dans le cas de contraintes thermiques et mécaniques, ce tenseur est défini par la loi de Hooke généralisée (équation 1.6).

$$\epsilon_{ij} = S_{ijkl}\sigma_{kl} + \alpha_{Tij}\Delta T \quad (1.6)$$

Où :

S_{ijkl} est le tenseur des coefficients élastiques

σ_{kl} est le tenseur des contraintes

α_{Tij} est le coefficient d'expansion thermique

ΔT est l'élévation en température définie précédemment dans l'équation 1.5

Il est possible de simplifier un peu ces expressions pour avoir une solution analytique lors d'un pompage longitudinal d'un matériau isotrope. Cette simplification consiste à considérer un barreau de cristal dont la longueur est grande devant le diamètre. Ainsi, en nous plaçant dans l'approximation des déformations planes [22], les contraintes radiales et tangentielles peuvent s'exprimer respectivement suivant les relations 1.7 et 1.8.

$$\langle \sigma_r(r) \rangle = \alpha_T E \left(\frac{-\eta_h P_{abs}}{4\pi K_c} \right) \begin{cases} \ln \left(\frac{w_p}{r_0} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{r}{w_p} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p}{r_0} \right)^2 & r \leq w_p \\ \ln \left(\frac{r}{r_0} \right) + \frac{1}{4} \left(\frac{w_p}{r} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p}{r_0} \right)^2 & r > w_p \end{cases} \quad (1.7)$$

$$\langle \sigma_\theta(r) \rangle = \alpha_T E \left(\frac{-\eta_h P_{abs}}{4\pi K_c} \right) \begin{cases} \ln \left(\frac{w_p}{r_0} \right) + \frac{3}{4} \left(\frac{r}{w_p} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p}{r_0} \right)^2 & r \leq w_p \\ 1 + \ln \left(\frac{r}{r_0} \right) - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p}{r} \right)^2 - \frac{1}{4} \left(\frac{w_p}{r_0} \right)^2 & r > w_p \end{cases} \quad (1.8)$$

Où α_T représente le coefficient de dilatation thermique (en K^{-1}) et E est le module d'Young (en Gpa) qui est caractéristique de la rigidité du cristal à la compression et à la tension.

Sur la figure 1.3, nous représentons les contraintes ayant lieu dans le cristal suivant une coupe transverse à la direction de propagation du faisceau de pompe.

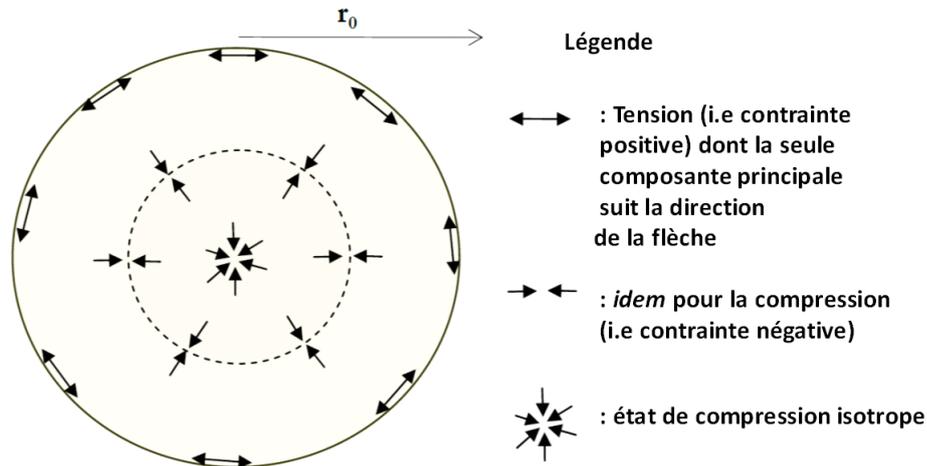


FIGURE 1.3 – Représentation des contraintes en tension et en compression ayant lieu dans un matériau isotrope pompé longitudinalement [17].

De cette illustration, nous observons que le cristal subit une compression radiale au centre et une tension tangentielle à l'extérieur. Ceci peut paraître contre intuitif avec le fait que la zone

la plus chaude devrait être aussi la plus dilatée. En fait, il faut se rendre compte que la partie pompée n'est qu'une petite fraction du volume de la zone chauffée. Ainsi le centre du cristal, même s'il subit une dilatation causée par son échauffement, subit la compression du volume périphérique. La résultante est une force de compression au centre du cristal. Il va sans dire qu'une contrainte trop importante peut mener à la fracture du cristal. Cette contrainte maximale est donnée par la relation 1.9 :

$$\sigma_{max} = \alpha_T E \frac{\eta_h P_{abs}}{4\pi K_c} \quad (1.9)$$

Nous avons introduit quelques notions utiles à la compréhension des phénomènes thermo-mécaniques. Ces contraintes induites thermiquement provoquent des zones de compression et de tension, la déformation des faces du cristal et parfois, lorsqu'elles sont trop importantes, conduisent à sa rupture. Même si certaines hypothèses simplificatrices ont ici été utilisées, elles nous ont permis d'appréhender des notions importantes dans la compréhension des effets optiques qui vont en résulter et dont nous parlerons dans le paragraphe suivant. Les lecteurs avides de plus amples détails pourront se référer aux ouvrages de John Michael Dowden [32] et Walter Koechner [74] ainsi qu'à l'excellente thèse de Sébastien Chenais [17].

1.1.2.2 La biréfringence induite

L'application d'une contrainte sur un cristal modifie localement l'ellipsoïde des indices : c'est l'effet photoélastique. Nous avons vu au paragraphe 1.1.2.1 que, dans les cristaux isotropes, les axes principaux des contraintes de déformation sont portés par les directions radiales et tangentielles en chaque point du cristal. En leur absence, l'ellipsoïde des indices est simplement une sphère de rayon n_0 . Lorsque les contraintes induites par le pompage du milieu amplificateur apparaissent, les axes principaux du nouvel ellipsoïde des indices sont alors portés par la direction radiale et tangentielle (cf. figure 1.4). Le cristal isotrope se comporte, sous contrainte thermomécanique, comme une lame biréfringente qui aurait la particularité d'avoir des axes neutres distincts en chacun de ses points.

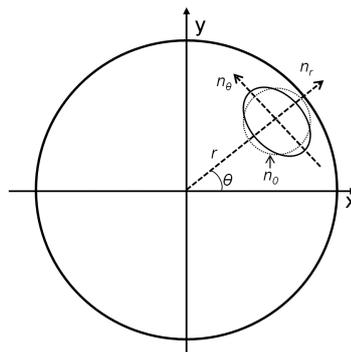


FIGURE 1.4 – Modification de l'ellipsoïde des indices d'un cristal isotrope contraint thermiquement.

La différence d'indice à l'intérieur de la zone pompée entre le centre ($r=0$) et un point quelconque peut s'écrire de la manière suivante :

$$\Delta n_{r,\theta} - \Delta n_{r,\theta}(r=0) = 2n_0^3 \alpha_T C_{r,\theta} \langle T(r) - T(0) \rangle \quad (1.10)$$

où $C_{r,\theta}$ sont des constantes photo-élastiques qui expriment comment l'indice optique est modifié en fonction des contraintes mécaniques et $\Delta n_{r,\theta}$ la variation locale de l'indice de réfraction suivant les axes propres de l'ellipsoïde induit par l'apparition de contraintes mécaniques.

Dans un système laser avec un élément polarisant (polariseur ou lame à angle de Brewster), la biréfringence induite va créer des pertes optiques. Ces pertes sont modulées spatialement comme le montre la figure 1.5 lorsque le faisceau est observé entre deux polariseurs croisés.

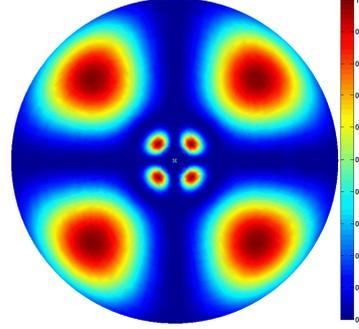


FIGURE 1.5 – Illustration de la *croix de Malte* par la simulation Matlab de la biréfringence induite dans un barreau d'Yb : CaF₂.

La biréfringence peut être difficile à compenser du fait qu'elle dépend de la puissance de pompe et nécessite bien souvent l'ajout d'éléments optiques qui provoquent également des pertes [121]. Plusieurs techniques telles que l'ajout d'une lame d'onde ou d'un rotateur de Faraday dans une cavité laser peuvent aider à compenser cet effet.

1.1.2.3 La distorsion du front d'onde liée aux effets thermiques

La biréfringence induite n'est pas le seul effet thermo-optique qui détériore les caractéristiques du faisceau laser. La distorsion du front d'onde induite par les gradients d'indices optiques et la déformation du matériau est également un effet non négligeable à prendre en considération lors de la conception de systèmes lasers. En première approximation, la variation quadratique de la distorsion du front d'onde peut être associée à la puissance dioptrique d'une lentille. Pour un milieu amplificateur mince devant la longueur de cette lentille et un profil spatial de la pompe dans le cristal "haut de forme", l'expression de la puissance dioptrique D_{th} de la lentille mince équivalente est donnée par l'expression 1.11 [17] :

$$D_{th} = \frac{1}{f_{th}} = \frac{\eta_h P_{abs} \chi}{2\pi K_c w_p^2} \quad (1.11)$$

où χ est le coefficient thermo-optique qui se décompose en trois termes :

$$\chi = \chi_{dn/dt} + \chi_{dilatation} + \chi_{contraintes} = \frac{dn}{dt} + (n_0 - 1)(1 + \nu)\alpha_T + 2n_0^3\alpha_T C_{r,\theta}$$

Ces différents termes ont plusieurs origines physiques différentes :

- Le terme $\chi_{dn/dt}$ rend compte du changement d'indice optique du matériau amplificateur avec la température transformant le gradient radial de température en gradient radial

d'indice optique [133].

- Le terme $\chi_{dilatation}$ provient de la dilatation thermique axiale qui induit une courbure des faces du cristal.
- Le terme $\chi_{contrainte}$ est dû à l'effet photo-élastique suivant r et θ . La variation des contraintes radiales et tangentielles induit un changement de l'ellipsoïde de l'indice localement. Étant donné que ces valeurs sont différentes, cela signifie que la focale thermique peut être différente suivant les composantes radiales et tangentielles du champ électrique du faisceau traversant.

La lentille thermique de focale f_{th} dépend donc de la charge thermique dans le cristal que nous avons défini dans le paragraphe 1.1.1 mais aussi du coefficient thermo-optique χ . Il est à noter que ce dernier coefficient va déterminer le signe de la lentille thermique. En effet, même si cela reste peu fréquent, quelques cristaux présentent une lentille thermique divergente du fait d'un coefficient $\frac{dn}{dt} < 0$. C'est le cas notamment des fluorures tels que le CaF_2 [33] ou le LiCAF [139]. Nous aurons alors tout intérêt à choisir des matériaux ayant une faible variation d'indice en fonction de la température et un faible coefficient d'expansion thermique.

L'apparition de cette lentille a essentiellement deux conséquences :

- Dans l'approximation paraxiale, le front d'onde subi un déphasage quadratique qui focalise ou fait diverger le faisceau traversant le milieu. L'effet subi est alors équivalent à celui d'une lentille de focale f_{th} . Il est donc nécessaire de bien évaluer sa valeur lors de la conception d'un système laser afin de corriger cet effet. Il est à noter que la focale thermique varie inversement proportionnel avec la puissance absorbée et rend délicat sa compensation sur une large plage de fonctionnement des systèmes laser et limite leur flexibilité à l'usage.
- Pour un faisceau signal s'éloignant du centre du faisceau de pompe, la distorsion de son front d'onde n'est plus quadratique. Ces aberrations sont alors délicates à compenser et viennent dégrader la qualité spatiale des faisceaux laser délivrés.

1.1.3 Conclusion sur les effets thermiques

Durant cette première partie, nous nous sommes intéressés aux origines du dépôt de chaleur occasionné par le pompage optique d'un milieu amplificateur ainsi qu'aux modifications mécaniques et optiques d'un barreau pompé longitudinalement. Nous avons souligné l'importance de certains paramètres qu'il est important de prendre en considération tels que :

- la fraction thermique qui reflète la transformation énergétique de la puissance de pompage en dépôt de chaleur dans le milieu pompé.
- la conductivité thermique qui illustre la capacité du matériau à évacuer la chaleur déposée. Elle est d'autant plus importante que le matériau possède un arrangement atomique périodique.

Ces paramètres vont déterminer les gradients thermiques induits lors du pompage. Ces gradients sont à l'origine de contraintes mécaniques qui ont également des effets délétères (distorsion du front d'onde et dépolarisation) sur la propagation du faisceau signal.

Il est donc primordial de limiter au maximum la charge thermique déposée lors du pompage par le choix de matériaux adaptés à la forte puissance moyenne. Cela va conduire à privilégier des matériaux dont le défaut quantique est faible. Enfin une structure ordonnée de type cristalline

est préférable pour avoir la meilleure conductivité thermique possible.

1.2 Matériaux Yb à large bande spectrale d'émission

Nous avons vu que pour limiter la charge thermique, mieux valait privilégier les ions dopants pour lesquels le défaut quantique était faible. Dans l'idéal, les matériaux présentant un fonctionnement laser de type trois niveaux sont donc préférables d'un point de vue thermique. Cependant, comme nous le présenterons dans le paragraphe 1.2.2, une réabsorption à la longueur d'onde laser est souvent associée au fonctionnement d'un système laser trois niveaux et requiert une inversion de population minimum pour être juste transparent. Cette caractéristique a souvent limité le choix de matériaux adaptés au pompage par lampe flash. Depuis l'avènement du pompage par diode, le panel des matériaux laser a pu être reconsidéré. C'est le cas notamment pour les matériaux dopés ytterbium pour lesquels le développement de diodes lasers de fortes puissances a favorisé l'émergence de nouvelles matrices cristallines. La disponibilité et le faible coût des diodes de pompes de fortes puissances moyennes, le faible défaut quantique, la grande durée de vie du niveau métastable et le large choix de matrices hôtes ont fait de l'ion ytterbium un candidat de choix pour la réalisation de sources lasers impulsives (nanoseconde à la centaine de femtosecondes) fonctionnant à haute cadence et à forte puissance moyenne. Aujourd'hui, la durée des impulsions plutôt longue (picoseconde à quelques centaines de femtosecondes) des systèmes laser ytterbium délivrant de forte puissance moyenne peuvent être réduite à la dizaine de femtosecondes par l'utilisation successive de plusieurs étages de post-compression [52]. Récemment, la génération d'impulsions attosecondes isolées a été démontrée à la cadence de 2 kHz par l'utilisation d'une source Ti :Saphir de plusieurs cycles optiques non stabilisés en phase [46] ouvrant ainsi un champ d'application pour des sources lasers ytterbium d'une centaine de femtosecondes de durée. Dans ce paragraphe, nous aurons à coeur de cerner, par l'étude des propriétés spectroscopiques et lasers, les meilleurs cristaux dopés ytterbium pour la réalisation de source haute cadence, de forte puissance moyenne délivrant des impulsions d'une centaine de femtosecondes.

1.2.1 Spectroscopie des matériaux dopés ytterbium

L'ytterbium, tout comme le néodyme, l'erbium ou le thulium, appartient à la famille des lanthanides. Il possède 67 électrons répartis sur les niveaux atomiques suivant le principe de Pauli

$$(1s)^2(2s)^2(2p)^6(3s)^2(3p)^6(4s)^2(3d)^{10}(4p)^6(4d)^{10}(5s)^2(5p)^6(4f)^{13}$$

A l'état ionique et trivalent, un seul électron manque au remplissage complet de la couche interne 4f. Pour l'ion Yb^{3+} , deux niveaux participent au fonctionnement laser : le niveau fondamental $^2F_{7/2}$ et le niveau excité $^2F_{5/2}$. Cette structure électronique simple limite le nombre d'effets parasites tels que l'*upconversion*, la relaxation croisée ou enfin l'absorption par l'état excité que l'on peut retrouver avec d'autres ions tel que le néodyme par exemple. En présence d'un champ cristallin, l'effet Stark produit une levée de dégénérescence des niveaux fondamental et excité. De plus, le fort couplage phonon-électron contribue à élargir de manière homogène la transition laser. Ainsi, en fonction de la configuration de la maille cristalline, la levée de dégénérescence sera plus

ou moins importante donnant des caractéristiques spectroscopiques propres à chaque matrice hôte et plus ou moins favorables à l'amplification d'impulsions femtosecondes. Cependant, même

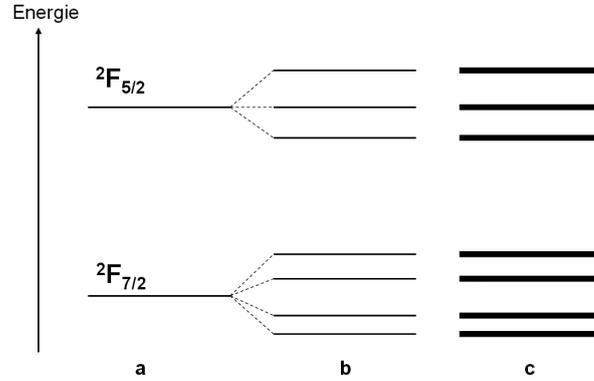


FIGURE 1.6 – Diagramme d'énergie pour l'ion Yb^{3+} isolé (a), après une levée de dégénérescence par effet Stark à 0 K (b), à température ambiante (c).

si la simplicité du diagramme énergétique de l'ion ytterbium limite le nombre d'effets parasites (cf figure 1.6), une absorption résiduelle à la longueur d'onde signal limite le gain disponible. Cela est dû au peuplement thermique du niveau bas de la transition laser (sous-niveau Stark du niveau fondamental) par le réservoir de population de l'état fondamental. En connaissant les populations du niveau fondamental et excité, la relation de Maxwell-Boltzmann (expression 1.12) nous permet de déduire le peuplement de chaque sous-niveau i en fonction de la température.

$$\frac{n_{j,i}}{n_j} = \frac{\exp\left(-\frac{E_{j,i}-E_{j,1}}{k_B T}\right)}{\sum_i \exp\left(-\frac{E_{j,i}-E_{j,1}}{k_B T}\right)} \quad (1.12)$$

Avec $j=1$ ou 2 , $E_{j,i}$ l'énergie du sous-niveau bas du niveau j considéré et k_B la constante de Boltzmann. Les transitions intrabandes entre ces sous-niveaux sont non radiatives et quasi instantanées. Par exemple, la durée de vie d'une transition intrabande est proche de 11 ps dans de l' $\text{Yb}:\text{SiO}_2$ [6] alors que le temps de vie du niveau radiatif est de l'ordre de la milliseconde. Les transitions intrabandes étant beaucoup plus brèves que les transitions radiatives, nous nous ramènerons à un système deux niveaux où les populations de l'état fondamental et excité seront notées n_1 et n_2 et pour lesquels nous associerons à chacun de ces deux niveaux des sections efficaces d'absorption différentes de celles des émissions stimulées.

A partir de ce modèle quasi trois niveaux, nous allons expliquer la dynamique d'amplification laser et les caractéristiques associées pour mettre en valeur les qualités qui font des matériaux dopés ytterbium des milieux amplificateurs adaptés aux fortes puissances moyennes.

1.2.2 Comportement laser d'un système 3 niveaux

1.2.2.1 Temps de fluorescence

Le temps de fluorescence τ_{fluor} d'un matériau est relié à son spectre d'émission par la relation 1.13 :

$$\frac{1}{\tau_{fluor}} = \frac{8\pi n^2}{c^2} \int \nu^2 \sigma_e(\nu) d\nu \quad (1.13)$$

Où

n est l'indice de réfraction du matériau

c est la célérité de la lumière

$\sigma_e(\nu)$ est la section efficace d'émission à la fréquence ν

Cette constante est caractéristique de la capacité à stocker de l'énergie sur le niveau métastable de la transition laser pendant le processus de pompage. Pour les matériaux dopés ytterbium, la durée de vie du niveau $^2F_{5/2}$ est relativement longue atteignant 1 à 2 ms (cf. tableau 1.2).

Matériaux	τ_{fluor} (ms)	références
Yb : YAG	0.9	[13]
Yb : KYW	0.3	[76]
Yb : CaF ₂	2.4	[98]
Yb : CALGO	0.42	[97]
Yb : verre	1.3	[82]

TABLE 1.2 – Temps de fluorescence de différents matériaux dopés ytterbium

L'expression 1.13 fait également apparaître un compromis entre la largeur spectrale d'amplification, le gain par passage et la capacité de stockage. Il est illusoire de chercher un matériau idéal qui permettrait l'amplification d'impulsions ultra-courtes avec un gain par passage élevé et une grande capacité de stockage. Nous le verrons dans la suite de ce chapitre, le prix à payer d'un temps de fluorescence milliseconde est une diminution des sections efficaces d'émission stimulée comparativement à d'autres dopants tels que le néodyme ou le titane dans la matrice de saphir.

1.2.2.2 Équations de population

Intéressons-nous désormais aux équations de population qui régissent le comportement en amplification laser d'un matériau laser trois niveaux. En prenant en compte à la fois l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée de photons d'énergie $h\nu$, l'équation de population s'écrit :

$$\frac{dn_2}{dt} = [\sigma_a(\lambda_p)n_1 - \sigma_e(\lambda_p)n_2] \frac{I_p(\lambda_p)}{h\nu_p} + [\sigma_a(\lambda_L)n_1 - \sigma_e(\lambda_L)n_2] \frac{I_L(\lambda_L)}{h\nu_L} - \frac{n_2}{\tau_{fluor}} \quad (1.14)$$

Où

λ_p, λ_L les longueurs d'ondes de pompe et signal

$I(\lambda)$ représente l'intensité lumineuse à la longueur d'onde λ en $W.cm^{-2}$

σ_a, σ_e les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée en cm^2

$n_1 + n_2 = n_{tot}$ la population volumique d'ions ytterbium en cm^{-3}

Le gain linéique à la longueur d'onde signal se définit alors comme :

$$g_L(\lambda_L) = \sigma_e(\lambda_L)n_2 - \sigma_a(\lambda_L)n_1 = (\sigma_e(\lambda_L) + \sigma_a(\lambda_L))n_2 - \sigma_a(\lambda_L)n_{tot} \quad (1.15)$$

De cette expression, nous pouvons déduire qu'il est nécessaire de créer une inversion de population seuil pour obtenir la transparence du matériau laser ($g_L = 0$). C'est l'inversion de transparence notée n_{2tr} :

$$n_{2tr}(\lambda_L) = n_{tot} \frac{\sigma_a(\lambda_L)}{\sigma_e(\lambda_L) + \sigma_a(\lambda_L)} \quad (1.16)$$

Le gain linéique s'exprime alors à la longueur d'onde laser :

$$g_L(\lambda_L) = (\sigma_e(\lambda_L) + \sigma_a(\lambda_L)) \cdot (n_2 - n_{2tr}(\lambda_L)) \quad (1.17)$$

A la différence d'un système laser quatre niveaux, les systèmes trois niveaux non pompés induisent des pertes optiques. En représentant le gain linéique en fonction de l'inversion de population n_2/n_{tot} sur la figure 1.7 pour l'Yb : CaF₂, nous voyons apparaître une autre particularité des matériaux trois niveaux à savoir le décalage spectral du maximum de gain vers les courtes longueurs d'onde lorsque l'inversion de population croît. La bande spectrale d'amplification sera donc dépendante du taux d'inversion réalisé dans le milieu amplificateur.

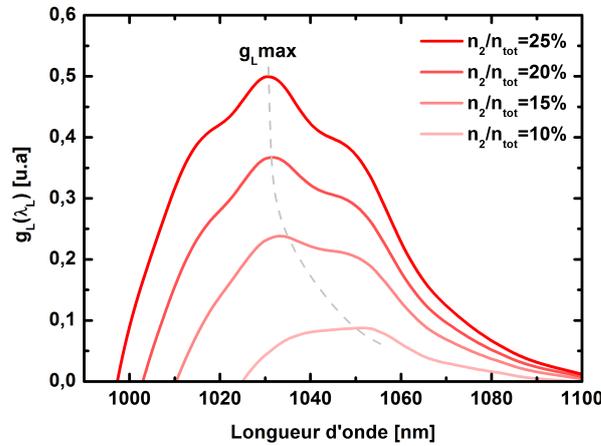


FIGURE 1.7 – Variation de la bande spectrale d'amplification en fonction de l'inversion de population pour un cristal d'Yb : CaF₂

1.2.2.3 Saturation de l'intensité de pompe

En l'absence d'émission stimulée ($I_L = 0$), l'équation d'évolution de population devient :

$$\frac{dn_2}{dt} = [\sigma_a(\lambda_p)n_1 - \sigma_e(\lambda_p)n_2] \frac{I_p(\lambda_p)}{h\nu} - \frac{n_2}{\tau_{fluor}} \quad (1.18)$$

Le temps caractéristique de la dynamique d'inversion de population τ_{eff} est défini par l'expression 1.19

$$\tau_{eff} = \frac{\tau_{fluor}}{1 + \frac{I_p}{I_{psat}}} \quad (1.19)$$

Avec I_{psat} , l'intensité de saturation de la pompe définie par la relation 1.20

$$I_{psat} = \frac{h\nu_p}{(\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p))\tau_{fluor}} \quad (1.20)$$

La constante de stockage τ_{eff} dépend de l'intensité de pompage. Elle représente la rapidité à laquelle le niveau n_2 se peuple. Sur la figure 1.8, nous avons représenté, pour différents matériaux dopés ytterbium, la variation de τ_{eff} en fonction de l'intensité de pompage. Pour cette illustration, nous avons pris quatre matériaux dont les temps de fluorescence τ_{fluor} sont très différents (cf tableau 1.2).

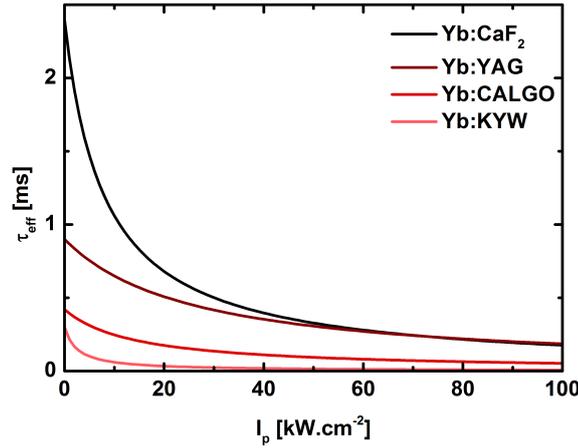


FIGURE 1.8 – Variation de τ_{eff} en fonction de l'intensité de pompe I_p pour différents cristaux

En régime stationnaire $dn_2/dt = 0$, l'inversion de population atteint un point d'équilibre entre le pompage et l'émission spontanée :

$$n_{2stat} = n_{tot} \frac{\sigma_a(\lambda_p)}{\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p)} \frac{1}{1 + \frac{I_{psat}}{I_p}} \quad (1.21)$$

La figure 1.9 illustre l'évolution du taux d'inversion de population en fonction de l'intensité de pompe. De la même manière qu'à la longueur d'onde laser, le matériau laser va devenir transparent à la longueur d'onde de pompe lorsque l'inversion de transparence sera atteinte $n_{2tr}(\lambda_p)$ reflétant la saturation de l'absorption.

$$\alpha_p = (\sigma_a(\lambda_p) + \sigma_e(\lambda_p))(n_{2tr}(\lambda_p) - n_2) = \frac{\sigma_a(\lambda_p)n_{tot}}{1 + \frac{I_p}{I_{psat}}} \quad (1.22)$$

Pour des matériaux pompés autour de 980 nm, l'inversion de population est limitée à 50%. En changeant la longueur d'onde de pompe, il est possible d'augmenter le nombre d'ions excités au détriment du défaut quantique. Il est donc nécessaire de faire un compromis entre la gestion des effets thermiques qui favorise l'utilisation d'une longueur d'onde de pompe proche de 980 nm ("zero line" en anglais) et l'amélioration du stockage d'énergie par un pompage à des longueurs d'ondes plus courtes.

En considérant une intensité de pompage constante au cours du temps, la résolution de l'équation différentielle 1.18 décrit la dynamique d'inversion de population au cours du pompage suivant l'expression 1.23 :

$$n_2(t) = n_{2stat} - (n_{2stat} - n_2(t=0)) \exp\left(-\frac{t}{\tau_{eff}}\right) \quad (1.23)$$

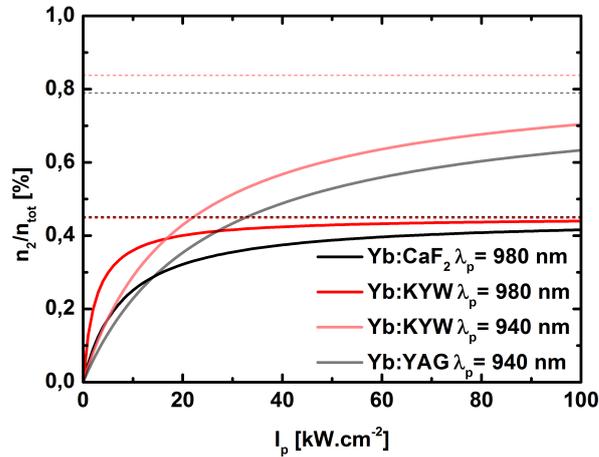


FIGURE 1.9 – Variation de n_2/n_{tot} en fonction de de l'intensité de pompe I_p pour différents cristaux

De cette relation, nous voyons clairement qu'en régime d'amplification impulsif, la capacité de renouvellement de l'inversion population extraite par l'impulsion signal sera dictée par les constantes τ_{eff} et n_{2stat} toutes deux liées à l'intensité de pompage utilisée.

1.2.2.4 Extraction d'énergie et extraction de puissance

Dans ce paragraphe, nous nous intéressons à la dynamique d'amplification laser en présence d'émission stimulée. En nous basant sur le modèle de Frantz et Nodvik [40] et en y intégrant l'effet de la réabsorption à la longueur d'onde signal, la fluence de sortie J_{Lout} s'exprime

$$J_{Lout}(\lambda_L) = J_{Lsat}(\lambda_L) \cdot \ln \left[1 + G_0(\lambda_L) (\exp^{J_{Lin}(\lambda_L)/J_{Lsat}(\lambda_L)} - 1) \right] \quad (1.24)$$

Avec J_{Lin} et J_{Lout} les fluences de l'impulsion initiale et amplifiée, J_{Lsat} , la fluence de saturation du matériau, définie par :

$$J_{Lsat}(\lambda_L) = \frac{h\nu(\lambda_L)}{\sigma_e(\lambda_L) + \sigma_a(\lambda_L)} \quad (1.25)$$

et G_0 , le gain petit signal dont l'expression est :

$$\begin{aligned} \ln G_0(\lambda_L) &= \int g_0(\lambda_L) dz \\ &= \int (\sigma_e(\lambda_L) + \sigma_a(\lambda_L))(n_2(z) - n_{2tr}(\lambda_L)) dz \end{aligned} \quad (1.26)$$

d'où

$$G_0 = \exp^{\frac{J_{Lsto}}{J_{Lsat}}} \quad (1.27)$$

Avec

$$J_{Lsto}(\lambda_L) = h\nu_L \int (n_2(z) - n_{2tr}(\lambda_L)) dz \quad (1.28)$$

La fluence extraite se définit alors comme la différence entre la fluence d'entrée et de sortie $J_{Lext} = J_{Lout} - J_{Lin}$ et le gain comme le rapport entre la fluence d'entrée et de sortie $G = \frac{J_{Lout}}{J_{Lin}}$. Pour illustrer ces expressions, nous prendrons l'exemple de différents cristaux dopés à 5% de 1 mm d'épaisseur, pompés avec une intensité de 35 kW.cm⁻². Le tableau 1.3 résume les différentes grandeurs utilisées pour le calcul du gain G et de J_{Lext} dont nous avons tracé l'évolution en fonction de la fluence d'entrée (cf figure 1.10).

Matériaux	n_{tot} $10^{-26}m^{-3}$	J_{Lsat} $J.cm^{-2}$	J_{Lsto} $J.cm^{-2}$	G_0
Yb : YAG	6.9	8.39	5.6	1.9
Yb : KYW	3	8.77	2.61	1.35
Yb : CaF ₂	12	72.3	7.1	1.10

TABLE 1.3 – Concentration en ions Yb³⁺, fluence stockée, fluence de saturation et gain petit signal pour différents cristaux dopés ytterbium.

Plusieurs tendances apparaissent sur la figure 1.10. Tout d'abord, pour des fluences incidentes très inférieures à la fluence de saturation du milieu amplificateur, le gain par passage est proche du gain petit signal G_0 . De l'autre côté, pour $J_{Lin} \gg J_{Lsat}$, le gain G tend vers 1 et l'énergie de l'impulsion sera au mieux amplifiée de $J_{Lin} + J_{Lsto}$. Si le seuil d'endommagement laser le permet, c'est le cas notamment dans des systèmes lasers basses cadences délivrant des impulsions énergétiques. Nous remarquons dans notre exemple qu'un matériau comme l'Yb : CaF₂ peut stocker beaucoup d'énergie du fait de son temps de fluorescence important. En revanche le gain est relativement faible et va nécessiter une extrême précaution dans la gestion des pertes optiques du système laser dans lequel ce matériau va être utilisé.

En régime d'extraction d'énergie, $f_{rep} \ll 1/\tau_{fluor}$, la fluence extractible va être limitée par le seuil d'endommagement du matériau. Ainsi dans l'Yb : CaF₂, la fluence de saturation (72 J.cm⁻²)

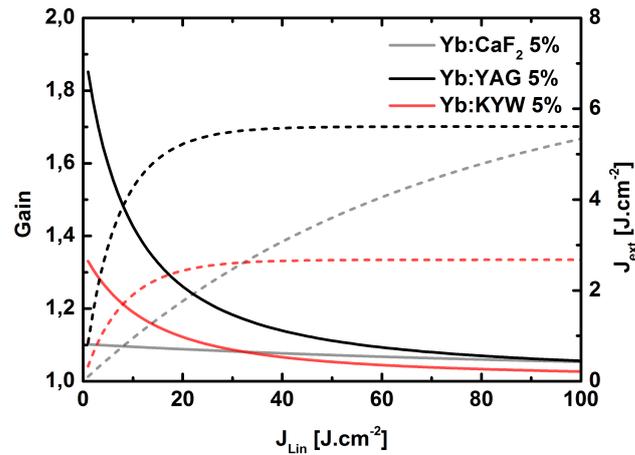


FIGURE 1.10 – Évolution du gain et de la fluence extraite en fonction de la fluence d'entrée J_{Lin} pour différents cristaux de 1 mm, dopés à 5% et pompés avec une intensité de $35 kW.cm^{-2}$

est beaucoup plus importante que le seuil d'endommagement du matériau qui est comprise entre quelques $J.cm^{-2}$ et $10 J.cm^{-2}$ suivant la durée des impulsions amplifiées. L'efficacité d'extraction d'énergie sera alors bornée diminuant ainsi l'intérêt d'un stockage important. Pourtant, la grande capacité de stockage des matériaux ytterbium ainsi que la maîtrise de la croissance de cristaux et de céramiques de grands diamètres ont favorisé le développement de nombreux projets cherchant à délivrer des impulsions énergétiques (plusieurs dizaines de joule) à des cadences multi-Hz (Dipole [5], LUCIA [47]) mais en utilisant principalement comme matériau amplificateur l'Yb : YAG pour lequel la fluence de saturation est l'une des plus faibles des matériaux dopés ytterbium.

D'un autre point de vue, la recherche d'une efficacité de pompage optimale et l'utilisation de diodes de pompe émettant en continu poussent à travailler à des cadences beaucoup plus élevées que quelques hertz. En régime d'extraction de puissance, $f_{rep} \gg 1/\tau_{fluor}$, l'énergie stockée perpétuellement dans le matériau peut être extraite efficacement sans endommagement par l'augmentation de la cadence des impulsions à amplifier. Dans ce cas, il est plus pratique d'utiliser les grandeurs physiques que sont la puissance moyenne et l'intensité plutôt que l'énergie et la fluence des impulsions.

Au regard du dépôt de chaleur occasionné par le processus de pompage, les matériaux dopés ytterbium assimilés à un fonctionnement laser quasi-trois niveaux offrent, par leur faible défaut quantique, un avantage certain pour la réalisation de système laser de forte puissance moyenne. Bien que les matériaux dopés ytterbium soient dotés d'un diagramme d'énergie simple empêchant l'apparition de nombreux effets parasites, le fonctionnement quasi-trois niveaux nécessite une inversion minimale pour que le matériau laser soit transparent réduisant l'énergie extractible, et conduit à une limitation du taux d'inversion de population lors du processus de pompage. Nous avons également souligné l'intérêt des longues durées de fluorescence des matériaux dopés ytterbium permettant un stockage d'énergie important. Cependant, l'efficacité d'extraction de cette énergie stockée peut être confrontée à un niveau de fluence incompatible avec les seuils

d'endommagements optiques. Ainsi pour certains matériaux dopés ytterbium, il est parfois plus judicieux de travailler en extraction de puissance afin d'accroître le rendement des amplificateurs.

Les matériaux ytterbium ne sont pas seulement intéressants pour leurs propriétés thermiques et leurs capacités à stocker de l'énergie. Comme nous le verrons dans le paragraphe suivant, lorsque l'ion ytterbium est inséré dans une matrice adéquate, certains cristaux peuvent avoir des propriétés spectrales très favorables à la génération et l'amplification d'impulsion femtoseconde.

1.2.3 Les cristaux dopés ytterbium à large bande d'amplification

Nous l'avons vu précédemment, la conductivité thermique est un critère fondamental pour limiter au mieux les effets thermiques que provoque la forte puissance moyenne. Elle détermine l'efficacité avec laquelle le matériau évacue la chaleur et est généralement élevée lorsque le matériau a une structure ordonnée. Nous comprenons alors pourquoi une structure amorphe comme le verre aura une conductivité thermique bien inférieure à celle d'un cristal de YAG par exemple. D'un autre côté, nous avons expliqué dans le paragraphe 1.2.1, l'effet du désordre cristallin sur l'élargissement par effet Stark des niveaux d'énergie de l'ion ytterbium. En conséquence, la bande spectrale d'amplification du matériau dopé va devenir plus importante et moins structurée. C'est notamment le cas d'un matériau très désordonné comme l'Yb :verre en comparaison de l'Yb : YAG. Comment concilier dans ce cas, des propriétés spectrales importantes pour l'amplification d'impulsions femtosecondes et de bonnes propriétés thermiques pour la réalisation de systèmes puissants ? C'est toute la question à laquelle de nombreuses recherches tentent de répondre en étudiant l'insertion d'ions ytterbium dans de nouvelles matrices donnant à chaque nouveau matériau créé, des propriétés thermiques et spectrales qui lui sont propres. Le graphique 1.11 résume, de manière non exhaustive, les propriétés spectrales et thermiques d'une bonne partie des familles de cristaux dopés aux ions ytterbium que l'on peut trouver dans la littérature. Les valeurs de conductivité sont données pour des cristaux non dopés puisque celles-ci varient en fonction du taux de dopage du matériau considéré [43]. De cette figure, nous

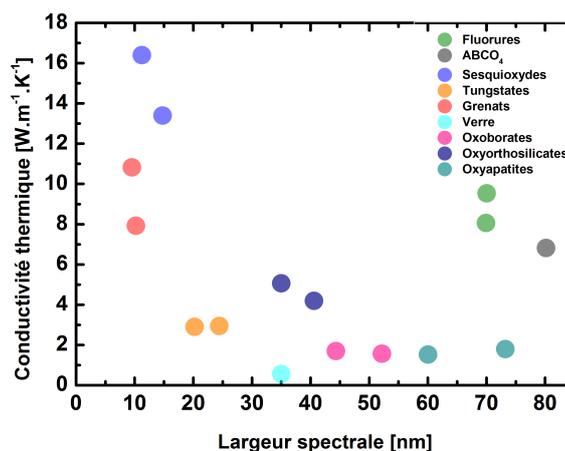


FIGURE 1.11 – Conductivité thermique des matériaux non dopés en fonction de la largeur spectrale de gain lorsqu'ils sont dopés en ions ytterbium

pouvons constater que les sesquioxydes (Yb : Sc₂O₃, Yb : Lu₂O₃ . . .) et les grenats (Yb : YAG . . .) possèdent d'excellentes propriétés thermiques et sont parfaitement adaptés pour la génération de fortes puissances moyennes. Ainsi M. Sculz et al. ont démontré dans l'Yb : YAG l'amplification d'impulsions picosecondes à un niveau de puissance moyenne de 4.4 kW [116]. Leur principal défaut vient de leur faible largeur spectrale de gain. Pour avoir à la fois des propriétés thermiques remarquables et une largeur spectrale de gain capable de supporter des impulsions sub-100 fs ($\Delta\lambda > 16$ nm à 1030 nm), il faut se tourner vers des matériaux de la famille des fluorures (Yb : CaF₂, Yb : SrF₂ . . .) ou ABCO₄ (Yb : CALGO, Yb : CALYO . . .).

1.2.3.1 La famille des fluorures

Le fluorure de calcium et ses isotypes (SrF₂, BaF₂) furent parmi les premières matrices hôtes, cristalline ou céramique, de systèmes lasers à base d'ions terres rares néodyme pompés par diodes [94]. Cependant, la difficulté à substituer des ions Ca²⁺ (Sr, Ba) par des ions Nd³⁺ tout en maintenant une neutralité électronique de la structure a favorisé l'apparition d'agrégats non luminescents. C'est ainsi que pendant presque vingt-cinq ans, le fluorure de calcium fût peu étudié en tant que matériau amplificateur. Les choses changèrent avec la découverte du cristal d'Yb : CaF₂. Plusieurs raisons expliquent ce revirement. Tout d'abord la simplicité de l'ion Yb³⁺ empêche l'apparition d'effets parasites présents avec l'ion Nd³⁺. La raison principale, cependant, vient du fait que même à faible dopage (0.5% at), l'organisation des ions Yb³⁺ dans une matrice de CaF₂ ou d'un de ses isotypes, mène à la formation d'agrégats qui n'ont qu'un seul centre luminescent. Le désordre structurel, lié la formation de ces agrégats, offre de nombreux environnements à l'ion ytterbium favorisant l'éclatement de ses sous-niveaux énergétiques. Cela a pour conséquence d'élargir considérablement le spectre d'émission du cristal tout en conservant ses propriétés thermiques [98]. Ainsi, comme le montre les figures 1.12a et 1.12b, les cristaux d'Yb : CaF₂ (Sr, Ba) possèdent des sections efficaces de gain peu structurées sur une étendue spectrale de 70 nm environ. La longue durée de fluorescence associée à une large bande d'amplification conduit à une faible valeur de section efficace d'émission stimulée ($\sigma_e \simeq 2.10^{-21}$ cm²) limitant le gain petit signal accessible avec ce type de matériau. Le pic d'absorption pour l'Yb : CaF₂ se situe à 979 nm quand il est centré à 976 nm pour l'Yb : BaF₂ et l'Yb : SrF₂.

Grâce à leur structure cubique simple, les fluorures non dopés possèdent de bonnes conductivités thermiques, 9.7 W.m⁻¹.K⁻¹ pour le CaF₂ et 8.3 W.m⁻¹.K⁻¹ pour le SrF₂ [14]. En fonction du nombre d'ions ytterbium insérés dans la matrice cristalline, la conductivité thermique diminue comme l'illustre les figures 1.13b et 1.13a extraites des travaux de P. Popov et al. [101].

Toutefois, comme nous l'avons expliqué dans le paragraphe 1.1.1, la conductivité du matériau laser n'est pas la seule caractéristique à considérer et d'autres propriétés thermomécaniques et thermo-optiques sont importantes à prendre en compte pour juger de la tenue d'un matériau à la forte puissance moyenne

Les coefficients thermo-optique du CaF₂ et du SrF₂ sont négatifs ce qui a pour conséquence de créer, sous l'effet d'un pompage longitudinal, une lentille thermique divergente. Enfin, ces matériaux présentent l'inconvénient majeur d'avoir une rigidité assez faible. Ils sont donc très sensibles aux chocs thermiques et aux contraintes mécaniques. Le tableau 1.4 résume l'ensemble des propriétés thermomécaniques et thermo-optiques importantes pour ces cristaux.

Le temps de fluorescence exceptionnellement long (2.4 ms pour l'Yb : CaF₂, 2.9 ms pour

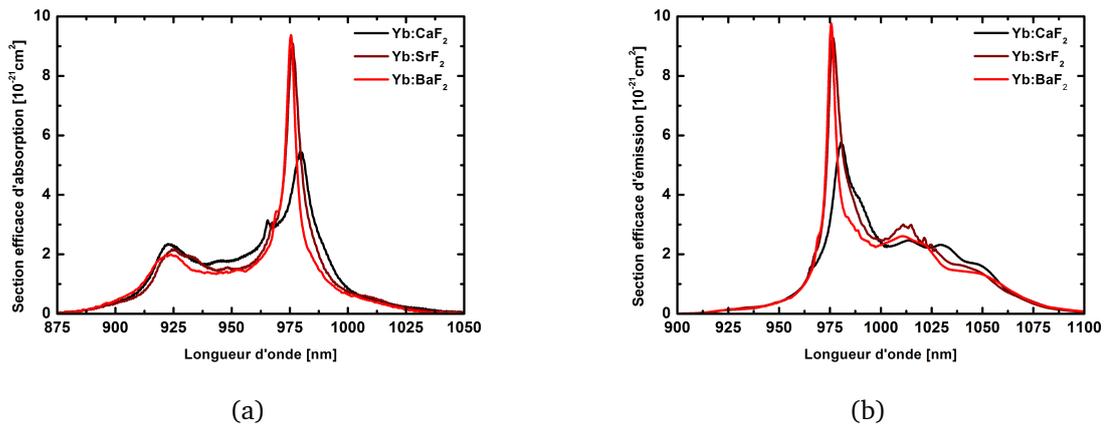


FIGURE 1.12 – Sections efficaces d'absorption (a) et d'émission (b) des matériaux Yb : CaF₂, Yb : SrF₂ et Yb : BaF₂

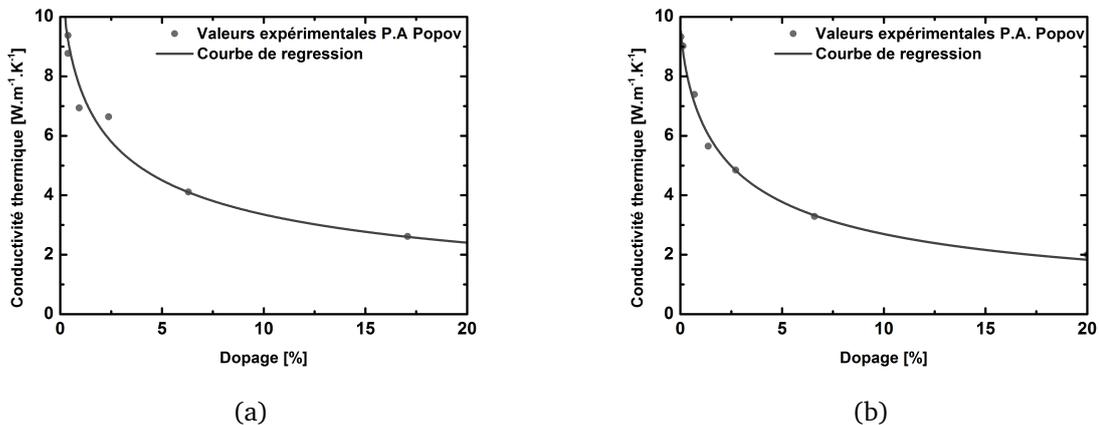


FIGURE 1.13 – Conductivité thermique en fonction du dopage pour des cristaux d'Yb : CaF₂ (a) et Yb : SrF₂ (b)

Yb : SrF₂), les propriétés d'endommagement et de conductivité thermique comparables à celles d'un cristal d'Yb : YAG, la bande d'émission relativement plate et large font de ces cristaux des candidats idéaux pour la réalisation de systèmes laser délivrant des impulsions ultra-courtes et de forte puissance moyenne. Le développement d'une chaîne Téravatt [120] ou du projet pétawatt POLARIS [57] basés sur l'utilisation d'Yb : CaF₂ illustre l'intérêt que suscite ce cristal. A plus petite échelle, de nombreux travaux ont permis de démontrer les propriétés remarquables pour la génération d'impulsions courtes et l'amplification d'impulsions à la centaine de millijoules à la cadence de 30 Hz [41], [107].

1.2.3.2 Yb : CALGO

L'oxyde d'Yb : CaGdAlO₄ (Yb : CALGO), appartient à la famille des matériaux ABCO₄ : A = Ca²⁺, Sr²⁺, Ba²⁺; B un lanthanide; C = Al³⁺, Gd³⁺. Il a été étudié à la fin des années 90 avec

	Yb : CaF ₂	Yb : SrF ₂	Yb : YAG
dn/dt ($10^{-6}K^{-1}$)	-10.6	-12	7.9
Conductivité thermique K_c (non dopé) ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	9.7	8.3	10.7
Expansion thermique α_T ($10^{-6}.K^{-1}$)	18.9	18.4	6.7
Coefficient de Poisson ν	0.216	0.25	0.24
Module d'Young E (GPa)	89.6	85	280
Contrainte maximale σ_{max} (MPa)	156	212	660
Paramètre de choc thermique R_T ($W.m^{-1}$)	705	844	2800
χ ($10^{-6}.K^{-1}$)	-11.8	-15.9	8.9

TABLE 1.4 – Propriétés thermomécaniques et thermo-optiques de l'Yb : CaF₂, Yb : SrF₂ et de l'Yb : YAG à température ambiante. Données issues de [33]

d'autres ions dopants, comme le néodyme [77], le titane [73] ou enfin l'erbium [138]. Ce n'est qu'en 2005, que le laboratoire de chimie de matière condensée de Paris synthétise les premiers cristaux dopés à l'ytterbium et démontrent leur potentiel pour la réalisation de sources lasers femtosecondes [97]. Bien que récente, la méthode de croissance de ce cristal est bien maîtrisée mais pas encore optimale. En effet, des centres colorés apparaissent lors du processus de croissance et leur présence semble liée à la l'inclusion de phase de pérovskite (GsAlO₃). Plusieurs études pour réduire ces centres colorés ont permis de réduire l'absorption résiduelle liée à ces sites colorés à 0.5% mm⁻¹ [97].

Le cristal d'Yb : CALGO à symétrie cylindrique est un système cristallin quadratique, biréfringent uniaxe. Les ions galonium et calcium partagent le même site cristallographique. Bien que ces deux ions aient une taille proche, ils possèdent une différence de valence. Les deux sites ne seront donc pas équivalents et vont permettre une dégénérescence des niveaux électroniques augmentant ainsi le spectre d'émission. Le cristal étant biréfringent uniaxe, les sections efficaces du matériau seront différentes selon l'orientation du champ électrique : on parlera d'orientation π lorsque le champ électrique de la lumière est parallèle à l'axe optique (ou axe c) et d'orientation σ lorsque ce champ électrique lui est perpendiculaire. Les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée sont représentées sur les figures 1.14a, 1.14b pour les deux orientations.

Suivant l'axe optique c (orientation π), une plus grande section efficace d'absorption est mesurée avec un maximum à 979 nm. Suivant l'axe a (orientation σ), nous observons une section efficace d'émission stimulée large et très plate entre 990 et 1050 nm. Cette caractéristique est très favorable à la génération d'impulsions extrêmement brèves. En fait, J. Petit et al. [98] ont démontré la présence de deux sites de substitution des ions ytterbium dans le cristal de CALGO. Ils montrent que ces deux sites ont des sections efficaces d'émission complémentaires qui se combinent à température ambiante pour obtenir une section efficace très plate suivant l'orientation σ . Il est important de dire que ce plateau est dû à une complémentarité des sites des ions ytterbium et non à un désordre structurel de la matrice cristalline. De ce fait la conductivité thermique de ces cristaux est très bonne. Elle atteint 6.9 et 6.3 W.m⁻¹.K⁻¹ suivant l'orientation (respectivement axe a et c) pour un cristal dopé à 2% (cf. figure 1.15).

Le tableau 1.5 résume l'ensemble des propriétés thermomécaniques et thermo-optiques de l'Yb : CALGO connues à ce jour [81].

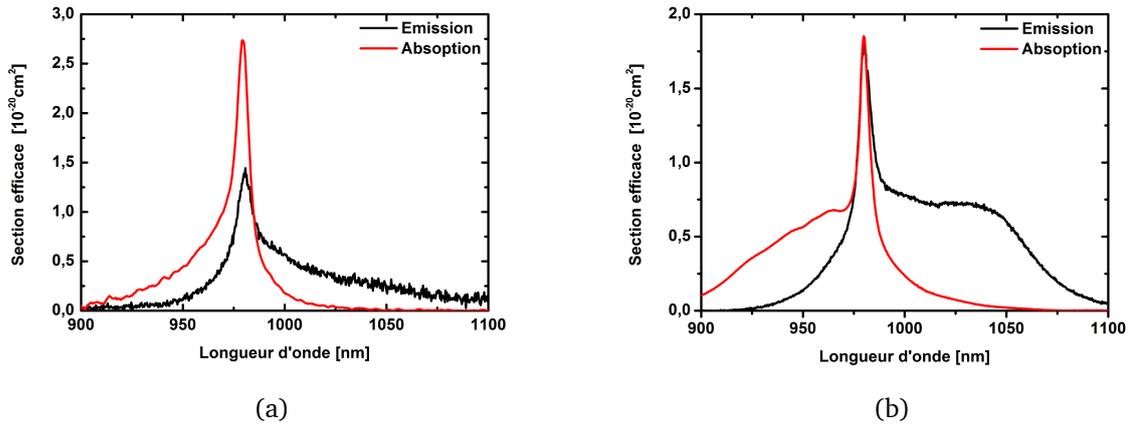


FIGURE 1.14 – Sections efficaces d'absorption et d'émission stimulée de l'Yb : CALGO pour les polarisations π (a) et σ (b).

	E a	E c
dn/dt (10^{-6}K^{-1})	-7.6	-8.6
Conductivité thermique K_c (2% at.) ($\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	6.9	6.3
Expansion thermique α_T ($10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$)	10.1	16.2
χ ($10^{-6} \cdot \text{K}^{-1}$)	1.3 (a)	0.6 (a)
	1.3 (c)	0.9 (c)

TABLE 1.5 – Propriétés thermomécaniques et thermo-optiques de l'Yb : CALGO à température ambiante suivant les deux axes cristallins. Données issues de [81]

Depuis son apparition jusqu'à aujourd'hui, l'Yb : CALGO a fait l'objet de nombreuses études. Tout d'abord en régime continu, en configuration *thin disk*, une puissance de 50 watts monomode a été obtenue pour une puissance de pompe de 200 Watts par F. Druon et al. [34] confirmant les bonnes propriétés thermiques que possède ce cristal. Concernant la génération d'impulsions ultra-brèves, des impulsions de 47 fs par Y. Zaouter et al. [142] ont été générées à la puissance moyenne de 35 mW. Plus récemment, des impulsions aussi brèves que 40 fs à la puissance moyenne de 15 mW ont été obtenues avec un pompage monomode de 350 mW par A. Agnesi et al. [2] confirmant tout le potentiel pour la génération d'impulsions extrêmement courtes. Maintenant plusieurs études se tournent vers la réalisation de systèmes plus complexes mais aussi plus énergétiques. En cavité régénérative, des impulsions sub 100 fs avec une énergie de 24 μJ à la cadence de 50 kHz ont été mesurées dans un régime d'amplification non linéaire [102]. Enfin, des impulsions millijoules sub 400 fs ont été obtenues à 5 kHz par E. Caracciolo [15]. Tous ces résultats démontrent l'intérêt de ce cristal pour la réalisation de systèmes laser délivrant des impulsions brèves à haute cadence.

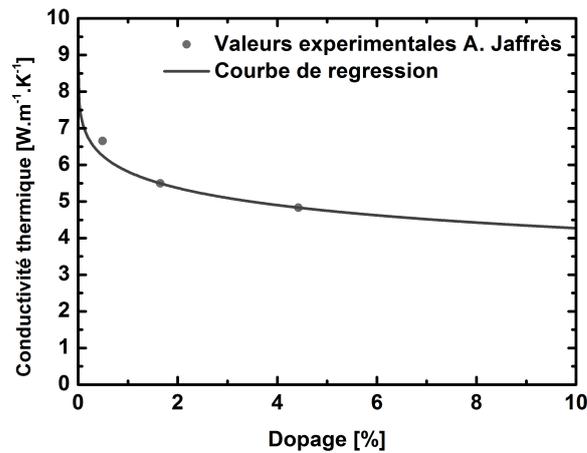


FIGURE 1.15 – Mesure expérimentale de l'évolution de la conductivité thermique de l'Yb : CALGO en fonction du dopage [60]

1.2.4 Conclusion sur les matériaux ytterbium à large bande spectrale d'amplification

Depuis l'avènement des diodes de pompe puissantes à faible coût, les matériaux dopés ytterbium n'ont cessé de démontrer leurs intérêts pour la réalisation de sources laser puissantes à $1\mu\text{m}$. En effet, la structure électronique simple à trois niveaux réduit considérablement le dépôt de chaleur induit lors du pompage. Ce paragraphe nous aura permis d'introduire des notions fondamentales des dynamiques d'inversion de population et d'amplifications dans les matériaux dopés ytterbium. Même si le gain de ces matériaux est relativement faible, leurs capacités de stockage leur permet d'être à la base de systèmes lasers énergétiques, hautes cadences moyennant une vigilance des composants optiques utilisés afin de réduire au minimum les pertes optiques des amplificateurs. Suivant la matrice hôte, les matériaux dopés ytterbium possèdent des largeurs spectrales d'amplification diverses allant de quelques nanomètres à plusieurs dizaines de nanomètres. La production d'impulsions très courtes n'est rendue possible que par l'utilisation d'un milieu amplificateur large bande. C'est pourquoi nous avons détaillé dans ce chapitre les caractéristiques thermo-optiques et spectroscopiques de l'Yb : CaF_2 et de l'Yb : CALGO ; cristaux qui seront privilégiés tout au long de ces travaux. De manière synthétique, le tableau 1.6 rappelle les propriétés optiques et spectroscopiques des cristaux Yb : CaF_2 et Yb : CALGO.

Bien que la conductivité thermique du matériau amplificateur soit cruciale pour réduire les gradients thermiques et la dégradation spatiale du faisceau amplifié qui en découle, les systèmes lasers délivrant aujourd'hui les puissances moyennes les plus élevées sont réalisés dans l'Yb : verre ; matériau dont la conductivité thermique est l'une des plus basse ! Cela peut paraître paradoxal au vu de ce qui a été présenté jusqu'à présent. Cependant une considération majeure n'a pas encore été évoquée : il s'agit de la géométrie du milieu amplificateur.

	Yb : CaF ₂	Yb : CALGO a
Indice de réfraction n	1.43	1.89
Indice non linéaire \bar{n}_2 ($10^{-20} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$)	1.5	9
Largeur de bande d'émission $\Delta\lambda$ (nm)	70	80
Temps de fluorescence τ (ms)	2.4	0.42
$\sigma_a(\lambda = 979\text{nm})$ (10^{-20}cm^2)	0.54	1
$\sigma_e(\lambda = 1049\text{nm})$ (10^{-20}cm^2)	0.17	0.75

TABLE 1.6 – Propriétés optiques et spectroscopiques de l'Yb : CaF₂ et l'Yb : CALGO

1.3 Gestion thermique : géométries des amplificateurs ytterbium pompés par diodes

Les fortes densités de puissance utilisées dans un système laser nécessitent bien souvent un refroidissement réduire l'élévation de température du milieu amplificateur. Ce refroidissement sera d'autant plus efficace que la surface d'échange entre le matériau amplificateur et l'élément refroidissant sera grande. Depuis plusieurs années, les recherches sur l'amélioration des systèmes de refroidissement ont donné lieu à plusieurs géométries que nous allons détailler maintenant.

1.3.1 La fibre

1.3.1.1 Le concept

De toutes les géométries qui existent, la fibre optique est celle qui est caractérisée par le plus grand rapport surface sur volume. Cela prédispose donc son utilisation pour de fortes puissances moyennes sans système de refroidissement sophistiqué. Ce n'est vraiment qu'à partir de l'introduction de la fibre double gaine en 1988 [123] permettant l'utilisation de diodes de pompe multimodes de forte puissance tout en conservant un signal guidé monomode, que des lasers à fibre délivrant une puissance moyenne importante ont été réalisés. Comme le montre la figure 1.16, ces fibres en silice sont constituées d'une double structure guidante. La première gaine optique mesure généralement quelques centaines de microns et possède une large ouverture numérique facilitant ainsi l'injection d'une pompe multimode. Le coeur dopé, généralement en ions terres rares, mesure quelques dizaines de microns pour assurer un guidage monomode transverse du faisceau amplifié.

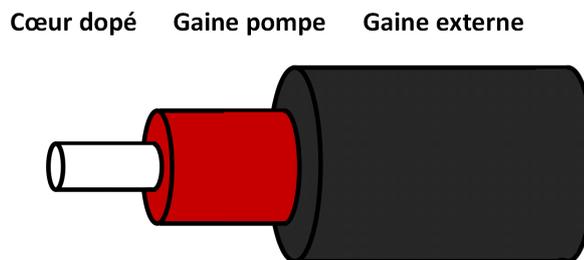


FIGURE 1.16 – Schéma d'une fibre double gaine

Dans le cas des fibres dopées ytterbium, les sections efficaces d'absorption et d'émission stimulées sont faibles. Cependant la longueur du recouvrement spatial entre le signal et la pompe est très importante et permet l'obtention de forts gains. Cela est aussi vrai pour l'émission spontanée qui peut diminuer le gain disponible et rentrer en compétition avec le signal à amplifier. Il est donc nécessaire de prendre quelques précautions quant aux puissances de signal injectées en entrée de fibre. Le développement d'éléments optiques tout fibrés comme des coupleurs, des multiplexeurs ou des isolateurs par exemple a permis la réalisation de systèmes lasers monolithiques. Ces systèmes sont généralement compacts, fiables et peu sensibles à leur environnement.

Le fort confinement du signal par le guidage implique de très fortes intensités dans la fibre optique pouvant être à l'origine d'effets non linéaires. Ainsi pour des sources lasers à spectre fin ($\Delta\nu < 10$ MHz), la puissance crête est limitée à quelques centaines de watts par la diffusion Brillouin stimulée [63]. Pour un signal avec un spectre plus large, la diffusion Raman stimulée, l'automodulation de phase et l'autofocalisation induite par effet Kerr limitent généralement la puissance crête à des valeurs de l'ordre du MW malgré les diverses stratégies élaborées pour repousser ces limites [108].

Afin de réduire l'intensité et de prévenir les problèmes liés à l'apparition d'effets non linéaires, le développement de fibre à large coeur (en anglais LMA pour *Large Mode Area*) est devenu crucial. Malheureusement, il est assez délicat d'augmenter le diamètre du coeur tout en conservant le caractère monomode transverse du faisceau signal guidé. Plusieurs techniques basées sur l'utilisation de microstructures ont permis l'émergence de fibres au diamètre de coeur pouvant aller jusqu'à $100 \mu\text{m}$ [79]. La microstructuration de la gaine conduit à une diminution de la différence d'indice entre le coeur et la gaine et permet l'augmentation de l'aire effective du mode de coeur. Malheureusement, la différence d'indice étant très faible ($\Delta n < 10^{-4}$), le guidage monomode est alors garanti par une rigidification de la fibre. De plus, l'augmentation du mode de coeur a pour conséquence de réduire l'ouverture numérique de la fibre (typiquement $\text{ON} < 0.04$) rendant l'injection du faisceau signal plus délicate. Enfin, la microstructuration étant fragile, il est parfois difficile de réaliser des systèmes lasers monolithiques basés sur ces fibres. La figure 1.17 illustre le profil transverse d'une fibre LMA .

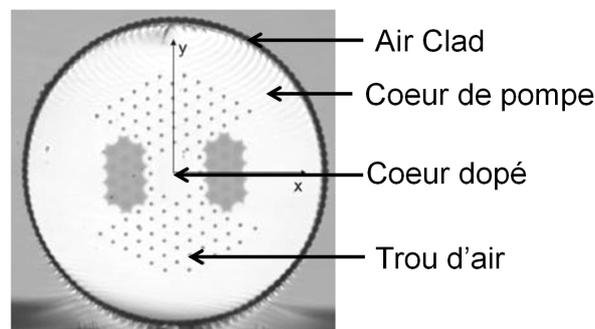


FIGURE 1.17 – Profil d'une fibre microstructurée " DC 200/40-PZ-YB" de chez NKT

1.3.1.2 Les performances

La bonne gestion thermique assurée par un rapport surface sur volume important et surtout le filtrage spatial tout au long de la propagation du faisceau signal assuré par la structure guidante font de ces architectures l'une des plus performantes en termes de puissance moyenne. Aujourd'hui, en fonctionnement continu, des puissances de 20 kW avec un faisceau monomode ont été obtenus [118]. En régime d'amplification femtoseconde, la limitation des effets non linéaires oblige à travailler avec des impulsions fortement étirées. Ainsi une puissance moyenne record de 830 W avec des impulsions étirées à 800 ps puis recomprimées à 640 fs a été obtenue à la cadence de 78 MHz en sortie d'une fibre à saut d'indice avec un diamètre de mode de 28 μm [36]. En complexifiant le schéma laser avec l'ajout d'un modulateur de phase, un étirement à 3 ns et l'utilisation d'une fibre barreau de diamètre de coeur 105 μm , des impulsions de 480 fs et une énergie de 2.2 mJ ont été démontrées à la cadence de 5 kHz au détriment d'une dégradation notable de la qualité spatiale du faisceau délivré [37]. En sortie d'amplificateur, la fluence de sortie est de plusieurs dizaines de J/cm^2 et la puissance crête atteint 1.1 MW ce qui est relativement proche du seuil d'autofocalisation de la silice (4 MW). Ces architectures semblent approcher leurs limites et seule la combinaison cohérente passive ou active permet d'amplifier sur N fibres distinctes le signal provenant de la même source puis de recombinaison les N faisceaux amplifiés en un seul de manière cohérente. Ainsi la même équipe a pu générer en combinant quatre fibres de 80 μm de diamètre de coeur, des impulsions de 200 fs après recompression pour une énergie de 5.7 mJ et une puissance moyenne de 230 W. Cette performance correspond aujourd'hui au record de puissance crête obtenu jusqu'à ce jour dans un système fibré à savoir 22 GW [72]. Sur le même principe, le projet ICAN prévoit de mettre en parallèle plusieurs milliers

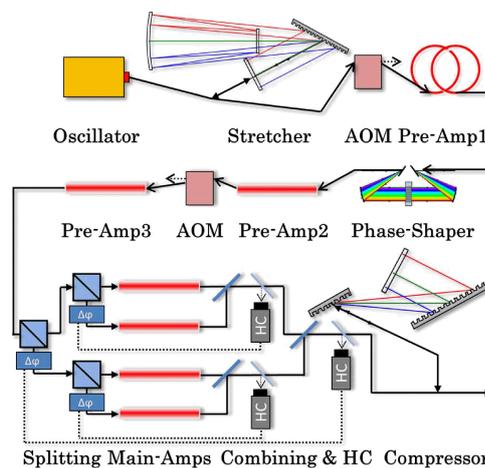


FIGURE 1.18 – Architecture laser de la combinaison cohérente d'amplificateurs fibrés [72]

d'amplificateurs à fibre afin de générer des impulsions de 250 fs de plusieurs dizaines de joules à la cadence de 1 kHz [130].

1.3.2 Le disque mince

1.3.2.1 Le concept

Cette fois ci, c'est l'épaisseur du milieu à gain qui est réduite tout en augmentant sa section dans le but d'augmenter le rapport surface sur volume et faciliter les échanges thermiques. Ce concept a été introduit en 1994 par A. Giesen de l'IFSW (université de Stuttgart) et est aujourd'hui utilisé à grande échelle dans des systèmes laser industriels [44]. Le milieu à gain est un cristal de quelques centaines de microns d'épaisseur avec un diamètre de l'ordre du centimètre. Une des faces du cristal est traitée pour être réfléchissante aux longueurs d'ondes signal et pompe et est refroidie par un support en cuivre ou en diamant, lui-même refroidi par eau. L'autre face possède un traitement anti-reflet aux deux longueurs d'ondes. Du fait de la faible épaisseur du matériau amplificateur et des larges sections de faisceau utilisées le gradient de température est essentiellement suivant l'axe de propagation du faisceau signal et non plus radial. Un tel gradient (longitudinal) de température et donc d'indice optique n'affecte pas le front d'onde du faisceau traversant. Dans cette géométrie, les conséquences de l'élévation de température du matériau sur la propagation du faisceau signal sont largement atténuées. Le dimensionnement en puissance de ce type de géométrie peut se faire relativement facilement en ajustant les diamètres des faisceaux sur le disque.

La faible épaisseur du milieu à gain limite à la fois le gain par passage ainsi que l'absorption de la pompe. Pour pallier la faible absorption, un système optique de recyclage de la pompe est utilisé afin de réaliser plusieurs passages du faisceau dans le milieu à gain afin d'obtenir une absorption quasi-totale de la puissance de pompe. La figure 1.19 schématise l'architecture d'une géométrie amplificatrice à disque mince.

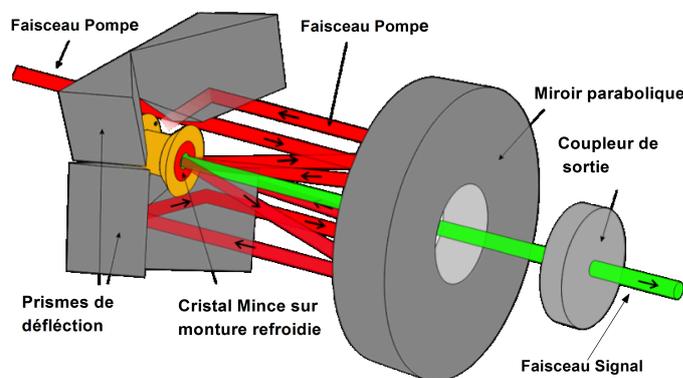


FIGURE 1.19 – Schéma de principe d'un système laser à disque mince

De fortes contraintes reposent sur le matériau. Tout d'abord il doit pouvoir être réalisé en fine épaisseur sans s'endommager durant la phase de polissage, de traitement et de mise en contact avec le support. Le gain par passage étant faible, le matériau devra être de bonne qualité optique, fortement dopé sans altération et devra avoir de préférence une section efficace d'émission stimulée la plus élevée que possible.

Le faible gain par passage n'est pas problématique pour les oscillateurs et un seul passage dans le disque mince est bien souvent suffisant à condition d'utiliser des coupleurs de faible transmission. En revanche, l'utilisation de cette technologie se prête mal à l'amplification multiples passages à cause du faible gain et du nombre conséquent de passage nécessaire. Les applications de cette technologie en amplificateur se restreignent donc essentiellement à des cavités régénératives et des amplificateurs de fortes puissances de faible gain. Cette technologie possède donc plusieurs avantages tel qu'un gradient thermique dans le sens de la propagation du faisceau amplifié limitant la dégradation du front d'onde induite par l'échauffement du matériau amplificateur. La large section d'amplification permet également de générer des impulsions très énergétiques sans risque d'apparition d'effets non linéaires ou d'endommagement. Le principal défaut réside dans le faible gain qui rendra le système sensible aux pertes de la cavité et le risque d'effet laser transverse. D'après les considérations théoriques de [45], des puissances de 40 kW sont accessibles en régime continu et des énergies de 3 J en régime impulsionnel pour une seule tête laser. Même si les performances actuelles sont encore loin de la théorie, les puissances moyennes et les énergies atteintes ne cessent d'augmenter.

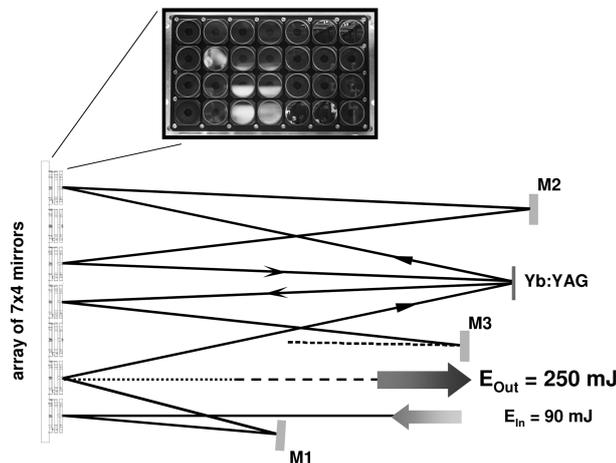


FIGURE 1.20 – Amplificateur à disque mince Yb : YAG 12 passages [134]

1.3.2.2 Les performances

En régime continu, 10 kW de puissance de sortie en régime multimode avec un paramètre de faisceau de 35 mm.mrad [48] a été obtenu à partir d'un disque d'Yb : YAG. Même si la géométrie disque mince réduit considérablement l'impact du dépôt de chaleur occasionné par le pompage, il est difficile de maintenir un facteur de qualité M^2 du faisceau signal proche de l'unité dès lors que la puissance moyenne dépasse plusieurs centaines de watts. En effet à de telles puissances, les aberrations sphériques (non compensables par une conception adéquate de la cavité) dans le milieu amplificateur deviennent limitantes et seule l'insertion d'un miroir déformable a permis d'obtenir 1.1 kW avec un facteur de qualité M^2 du faisceau délivré inférieur à 1.5 [96].

En régime impulsionnel, une grande variété d'oscillateurs existe. Ils diffèrent en termes d'énergie, de puissance et de matériaux utilisés. Cependant, pour les matériaux dopés ytterbium, les plus grandes puissances et énergies délivrées l'ont été avec des cristaux Yb : YAG. Grâce à

l'utilisation d'absorbants saturables, 275 W de puissance moyenne avec une durée d'impulsion de 583 fs et une énergie de $16.9 \mu\text{J}$ ont été générées dans une cavité sous vide [114]. Du fait de la maîtrise du processus de fabrication, de la section efficace d'émission stimulée relativement élevée pour un matériau dopé ytterbium et de bonnes propriétés thermo-mécaniques, l'Yb : YAG s'impose comme le matériau le plus adapté à la technologie disque mince. Cependant, l'amélioration des techniques de polissage-collage, l'apparition de cristaux à large bande spectrale d'amplification et possédant de bonnes propriétés thermo-mécaniques ont ouvert le champ de cette géométrie à d'autres matériaux amplificateurs. Ainsi nous noterons la réalisation d'un oscillateur à disque mince basé sur une tête d'Yb : CALGO délivrant à la cadence de 65 MHz, des impulsions de 62 fs à une puissance de 5.1 W [30]. Dans l'Yb : CaF₂, la première réalisation de disque mince a permis la génération d'impulsion de 445 fs - 6.6 W soit une énergie par impulsion de 190 nJ. [23].

Pour accroître l'énergie des impulsions picosecondes au-delà de la dizaine de microjoules, deux types d'architectures intégrant un disque mince d'Yb : YAG sont aujourd'hui utilisées : la cavité régénérative et l'amplificateur multi-passages géométrique. Le grand facteur d'amplification de la cavité régénérative permet d'atteindre en régime d'amplification à dérive de fréquence une énergie de 200 mJ à la cadence de 5 kHz; la durée des impulsions recomprimée est ici de 1 ps [93]. La seconde consiste à réaliser un amplificateur multi passages géométrique permettant de travailler à des cadences très élevées (plusieurs centaines de kHz à plusieurs dizaines de MHz). Récemment IFSW et TRUMPH ont démontré un amplificateur multi passages utilisant une matrice à deux dimensions de quarante miroirs capable de délivrer des impulsions de 8 ps à 300 kHz avec une énergie de 4.7 mJ [1]. A 100 Hz avec 12 passages, cette configuration (cf. figure 1.20) a démontré des impulsions picosecondes avec une énergie de 300 mJ [134].

1.3.3 Innoslab

1.3.3.1 Le concept

La technologie Innoslab a été développée à l'institut Fraunhofer par F. Du en 1996. Le nom d'Innoslab a été choisi pour bien différencier cette technologie des autres configurations slab déjà existantes auparavant. Cette technologie est basée sur l'utilisation d'un milieu à gain en forme de plaque d'épaisseur très fine en comparaison des autres dimensions (typiquement $1 \times 10 \times 10$ mm). Ces dimensions s'adaptent parfaitement à un pompage par barrette de diodes de puissances qui émettent un rayonnement très elliptique. Le pompage s'effectue sur la tranche la plus fine du milieu à gain et tire avantage de l'ellipticité du rayonnement des pompes pour couvrir un grand volume. Le milieu à gain est placé entre deux plaques de refroidissement qui assurent une bonne évacuation de la chaleur. Les faces du cristal en contact ont été préalablement dépolies afin d'éviter tout effet laser parasite. Les fortes puissances de pompe utilisées ainsi que l'épaisseur non négligeable du milieu à gain font apparaître une lentille thermique cylindrique. Il est absolument nécessaire d'homogénéiser la distribution d'intensité de la pompe pour garantir la même lentille thermique le long du cristal et pouvoir ainsi la compenser plus facilement. En conséquence le système de pompage est assez complexe à mettre en oeuvre (cf. figure 1.21)

Concernant le faisceau signal, une mise en oeuvre ingénieuse permet de réaliser de multiples passages tout en augmentant la taille du faisceau au cours de la propagation. Dans l'autre direction, la taille du faisceau de pompe étant limitée à quelques centaines de microns, il

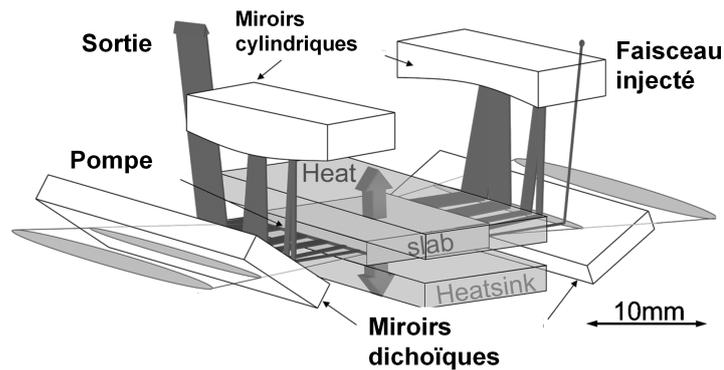


FIGURE 1.21 – Architecture d'un amplificateur laser Innoslab [112]

est nécessaire de conserver une taille constante le long de la propagation. Pour ce faire, la connaissance précise de la lentille thermique induite est nécessaire pour définir la courbure des miroirs cylindriques utilisés lors des passages successifs dans le milieu amplificateur. La montée en énergie de ces systèmes s'effectue simplement par l'augmentation du nombre de passages pouvant aller jusqu'à 9 dans le même milieu amplificateur. Malgré une ingénierie assez sophistiquée, la technique Innoslab permet d'obtenir de fort gain tout en conservant une qualité de faisceau remarquable. Cette technologie est donc intermédiaire à la fibre qui est limitée en énergie mais qui possède un fort gain et la technologie à disque mince avec de très fortes énergies amplifiées mais possédant des gains par passages faibles.

1.3.3.2 Les performances

Les résultats obtenus avec cette technique sont impressionnants. En 2009, l'équipe de Fraunhofer a réalisé un amplificateur Yb : YAG 9 passages délivrant une puissance moyenne de 400 W pour 833 W de pompe en injectant directement 2 W d'un oscillateur femtoseconde Yb : KGW cadencé à 76 MHz [111]. Un système de remise en forme de faisceau a permis d'obtenir une qualité modale proche d'un faisceau gaussien avec un M^2 dans les deux axes voisin de 1.4. Le spectre des impulsions est passé d'une largeur initiale de 3.7 nm à 1.8 nm supportant une durée en limite de Fourier de 682 fs. En cascader un amplificateur slab Yb : YAG supplémentaire, la même équipe a pu atteindre une puissance record de 1.1 kW en régime femtoseconde [112]. La puissance crête de 80 MW et une énergie par impulsion de 55 μJ ont été obtenues. Les effets thermiques sont les principales limitations du système et la qualité du faisceau est moins bonne dans la direction où la lentille thermique est la plus forte avec un facteur $M^2 = 2.8$. En 2011, à partir d'un oscillateur femtoseconde de quelques dizaines de milliwatts et l'utilisation de la technique CPA, l'amplification dans un cristal slab a permis d'obtenir des impulsions sub-picosecondes (830 fs) de 2mJ à 100 kHz et 20 mJ à 12.5 kHz [116]. Ce résultat propulse la puissance crête à 24 GW, niveau jamais atteint par cette technologie.

1.3.4 La fibre cristalline

1.3.4.1 Le concept

Une architecture à la frontière entre la fibre optique et le cristal massif a été proposée pour la première fois dans les années 80 [31]. De géométrie cylindrique avec une section de quelques centaines de microns et une longueur de plusieurs centimètres, la fibre cristalline veut tirer avantage des propriétés de guidage et du fort gain de la fibre en repoussant la limitation en énergie par un confinement moins important du faisceau amplifié. Par réflexion totale interne entre l'interface air/cristal, la pompe multimode est guidée longitudinalement à travers le cristal. A l'inverse, le signal n'est pas guidé à l'intérieur du cristal ce qui permet d'ajuster librement la taille du faisceau. A 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 appelé "*micro-pulling down*" [29] a permis de fabriquer des cristaux optiquement homogènes sur des longueurs de plusieurs dizaines de centimètres. De fortes puissances de pompe peuvent être injectées dans ce système grâce notamment à la bonne conductivité des structures cristallines utilisées mais surtout à un module de refroidissement qui assure un excellent contact thermique le long du cristal. De part un rapport surface sur volume plus faible que les autres technologies décrites plus haut, ce concept se veut être un intermédiaire entre un amplificateur à cristal massif et un fibré. La simplicité de l'architecture est un des points forts de ce concept. A ce jour, seuls des cristaux de YAG et YVO_4 dopés ytterbium ou néodyme ont été utilisés limitant ainsi les durées accessibles à plusieurs centaines de femtosecondes.

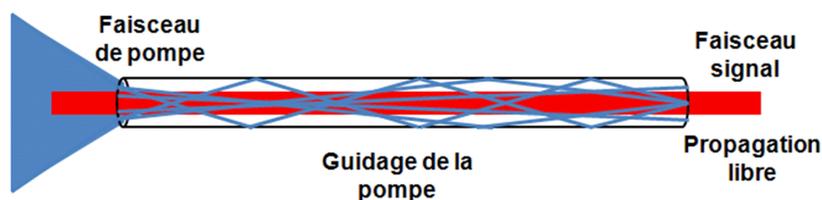


FIGURE 1.22 – Schéma de principe de la fibre cristalline [24]

1.3.4.2 Les performances

Cette technologie, bien que relativement récente, a permis l'obtention de plusieurs résultats très intéressants. Les fibres cristallines, grâce à leur simplicité de mise en oeuvre expérimental, peuvent être utilisées dans différentes configurations que ce soit en oscillateurs ou alors en amplificateurs simple ou double passage.

En configuration oscillateur avec un cristal de 40 mm de Yb : YAG, 251 W ont été obtenus en régime continu pour une efficacité optique de 44% [25]. Ce fut la première démonstration d'un oscillateur de puissance au-delà de 100 watts basé sur cette technologie.

En configuration d'amplificateur à dérive de fréquence, la fibre cristalline Yb : YAG utilisée en double passage permet d'obtenir un gain optique de 9 portant l'énergie par impulsion à 1.3 mJ à

la cadence de 10 kHz et jusqu'à 30 watts de puissance moyenne à 10 MHz lorsque 75 watts de pompe sont utilisés [24]. Dans cette configuration, après recompression, la durée des impulsions délivrées est de 380 fs et le facteur de qualité M^2 du faisceau délivrée est de 1.1.

Grâce à la simplicité de mise en oeuvre de cette technologie, il est possible de réaliser une mise en cascade de plusieurs amplificateurs à fibre cristalline. Ainsi, en partant d'un oscillateur délivrant 1.5 W à 20 MHz avec des impulsions de 380 fs, des impulsions de 780 fs à la puissance moyenne de 100 W ont été obtenues sans étirement temporel après un passage dans trois étages amplificateurs [78].

1.3.5 Conclusion sur les différentes géométries

Au cours de ce paragraphe, nous avons brossé un portrait assez complet sur les différentes architectures lasers facilitant la gestion des effets thermiques. Le principe est souvent le même : assurer un rapport surface sur volume important pour favoriser l'évacuation de la charge thermique. Ces différents concepts, ne sont pourtant pas équivalents. Pour générer de la puissance moyenne, le confinement longitudinal que procurent les fibres optiques permet l'obtention de fort gain. Ainsi les fibres optiques sont à la base des systèmes laser les plus puissants existant tout en conservant une mise en oeuvre simple et robuste. Cependant, le fort confinement et le seuil d'endommagement de la fibre limite à quelques centaines de microjoules l'énergie des impulsions femtosecondes.

Pour augmenter l'énergie, les technologies à disque mince, et dans une moindre mesure, innoslab, sont les plus adaptées de par leurs sections efficaces d'amplification. La mise en forme ingénieuse de la pompe ou du signal permet l'extraction d'impulsions très énergétiques à des cadences élevées. Cependant, l'assemblage du milieu amplificateur sur les éléments refroidissants et la mise en forme des faisceaux pompe et signal rend ces technologies relativement coûteuses. Finalement la fibre cristalline par sa simplicité de mise en oeuvre, son fort gain par passage et la bonne gestion de la thermique se présente comme un compromis d'architecture dès lors que l'énergie et la puissance moyenne sont requises. Cependant, la difficulté à fabriquer des cristaux très fins et longs limite pour le moment cette technologie à quelques matériaux dont les bandes d'amplification sont étroites. Le tableau 1.7 résume de manière synthétique les avantages et les faiblesses des différentes technologies présentées ici.

	fibre	disque mince	slab	fibre cristalline
Puissance moyenne	+++	+++	++	+
Énergie	-	+++	++	+
Gain	+++	-	++	++
Durée	++	+	+	+
Simplicité	+++	-	-	+++

TABLE 1.7 – Tableau comparatif des différentes géométries permettant une bonne gestion des effets thermiques induits par le pompage

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes stratégies mises en place pour réduire les effets thermiques délétères permettant l'obtention de rayonnement laser impulsif tantôt

énergétique tantôt de forte puissance moyenne. La complexité de mise en oeuvre et la limitation de systèmes à disques amincis ou Innoslab poussent à chercher d'autres concepts de préférence simple à mettre en oeuvre permettant l'amplification d'impulsions ultras courtes et énergétiques à haute cadence. Les fibres cristallines étant limitées pour le moment à des cristaux de faible bande spectrale d'amplification, nous nous sommes tournés vers une solution alternative basée sur l'utilisation d'une source de pompage monomode de forte puissance moyenne. Le pompage haute brillance dans les matériaux ytterbium présente plusieurs avantages que nous allons illustrer dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Le pompage à haute brillance appliqué aux matériaux dopés ytterbium

Ce chapitre introduit l'intérêt du pompage à forte brillance dans les matériaux dopés ytterbium. Par le rappel de quelques notions théoriques et d'un bref état de l'art sur les sources de pompage existantes pour les matériaux ytterbium, nous nous intéresserons à la pertinence de ce pompage longitudinal pour l'amplification d'impulsions très brèves ainsi qu'à l'étendue de son domaine d'utilisation. Les réalisations expérimentales antérieures sur lesquelles repose ce travail de thèse seront succinctement présentées. Enfin, les architectures en sources haute brillance réalisées durant mes travaux de thèse seront expliquées et comparées afin d'illustrer les avantages de leur utilisation au pompage longitudinal de matériaux solides dopés ytterbium.

2.1 Le pompage à haute brillance

2.1.1 Définition de la brillance d'une source laser

2.1.1.1 Cas d'un faisceau monomode

La brillance d'une source laser est une grandeur photométrique définissant la puissance émise par unité d'angle solide $d\Omega$ et par unité de surface dA_s d'une source étendue dans une direction donnée (cf. figure 2.1). La brillance est équivalente à la notion de luminance et s'exprime en $W.m^{-2}.sr^{-1}$. Dans le cas d'un faisceau monomode, la brillance \mathcal{B} se définit par la relation 2.1 :

$$\mathcal{B} = \frac{P}{A_s \cdot \Omega} = \frac{P}{\pi \cdot w_0^2 \cdot \pi \cdot \theta^2} = \frac{P}{\lambda^2} \quad (2.1)$$

où

P est la puissance émise par la source

w_0 représente le col du faisceau

θ représente la divergence du faisceau définie par $\theta = \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0}$

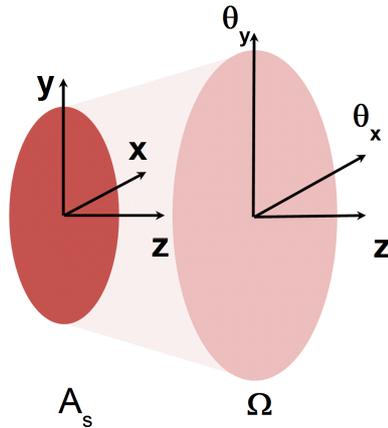


FIGURE 2.1 – Étendue géométrique d'un faisceau à symétrie cylindrique

2.1.1.2 Cas d'un faisceau multimode

La plupart des sources de pompage sont multimodes et leurs divergences sont accrues comparativement au faisceau monomode, il convient alors de définir un paramètre M^2 représentant la dégradation du comportement modal par rapport à un faisceau purement gaussien. Ce facteur est défini par la relation 2.2

$$\theta_{x,y} = M_{x,y}^2 \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2.2)$$

Dans ce cas, la brillance d'une source multimode est réduite par le facteur M^2 suivant la relation :

$$\mathcal{B} = \frac{P}{M_x^2 M_y^2 \lambda^2} \quad (2.3)$$

De cette expression, nous pouvons remarquer qu'il est possible d'avoir une source monomode plus brillante qu'une source multimode puissante. En utilisant ces sources comme dispositif de pompage, il devient possible d'avoir une intensité du faisceau de pompe plus élevée que celle permise par un pompage multimode tout en réduisant la puissance utilisée. Par conséquent, le gain par passage s'en retrouve amélioré et la quantité de chaleur déposée dans le matériau diminuée.

2.1.2 Le concept du pompage à forte brillance

Dans le cadre de la réalisation de sources laser impulsionnelles de forte puissance moyenne, nous avons évoqué dans le chapitre précédent, les différentes architectures lasers réalisables en soulignant leurs avantages mais aussi leurs limites. Dans notre cas, la cadence et la brièveté des impulsions amplifiées ont guidé nos développements et la difficulté ou la complexité à générer des impulsions brèves dans les architectures décrites dans le chapitre 1.3 nous pousse à chercher une alternative. Mais alors que peut bien apporter le pompage à haute brillance

qui en ferait une autre possibilité aux architectures déjà existantes ? Dans quelles conditions le pompage à haute brillance peut être pertinent et quelles en sont les limites ? C'est à ces questions que nous apporterons des éléments de réponse dans cette section qui seront ensuite validés expérimentalement au cours des chapitres suivants.

L'essor des diodes-laser de pompe puissantes à faible coût a permis l'émergence de matériaux laser trois niveaux à faible défaut quantique. Ainsi, le gain relativement faible des matériaux ytterbium a pu être partiellement compensé par une puissance de pompage plus élevée. La bonne conductivité thermique des cristaux dopés ytterbium a également favorisé le développement d'architectures laser très puissantes mais plus complexes. C'est pourquoi aujourd'hui, la plupart des systèmes laser sont basés sur des matrices utilisant du YAG pour sa bonne conductivité thermique et son gain. En contrepartie, la bande spectrale d'amplification reste réduite à quelques nanomètres et rend difficile la génération et l'amplification d'impulsions d'une centaine de femtosecondes. Ainsi, même si des efforts sont réalisés pour adapter ces architectures à d'autres matériaux à bande spectrale plus large, ils n'en restent pas moins limités par la dureté mécanique plus faible des matériaux qui empêche un contact thermique efficace (Innoslab) ou un plus faible gain effectif (disque fin).

La configuration de pompage longitudinal offre la possibilité de s'adapter à toutes les matrices cristallines dopées et permet donc de choisir celles qui favorisent l'amplification d'impulsions brèves. Cependant, l'utilisation de diodes-laser puissantes mais de faible brillance limite ces cristaux à une longueur de quelques millimètres définie généralement par la longueur de Rayleigh Z_R de la source de pompage suivant la relation 2.4 :

$$Z_R = \frac{\pi w_0^2}{M^2 \lambda} \quad (2.4)$$

L'utilisation de cristaux courts en pompage longitudinal nécessite une concentration d'ions dopants importante afin d'en accroître le gain par passage. Il en résulte une diminution de la conductivité thermique et une augmentation de la densité de la charge thermique conduisant à l'apparition de phénomènes thermiques délétères à la montée en puissance de ces systèmes. Par l'augmentation de la brillance de la source de pompage, la longueur Z_R va s'allonger rapidement. Ainsi, pour une taille de faisceau fixée, plus une pompe se rapproche d'un comportement monomode ($M^2 \simeq 1$) et meilleur est le recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et signal tout au long de la propagation dans le milieu amplificateur (cf. figure 2.2). Pour des faisceaux de pompe proches d'un comportement monomode, la longueur du cristal amplificateur peut être significativement augmentée sans aucune perte d'efficacité. Cet allongement de la longueur du milieu amplificateur permet :

- à taux de dopage conventionnel et à forte intensité de pompage, l'obtention d'un très fort gain par passage.
- la réduction du dopage du matériau afin de maintenir une très bonne conductivité thermique.

Quelle que soit la configuration, le pompage à haute brillance permet un gain d'efficacité optique/optique et réduit au volume minimum le dépôt de chaleur associé au pompage longitudinal. Ainsi le pompage à forte brillance présente de nombreux avantages :

- large choix des matériaux amplificateurs

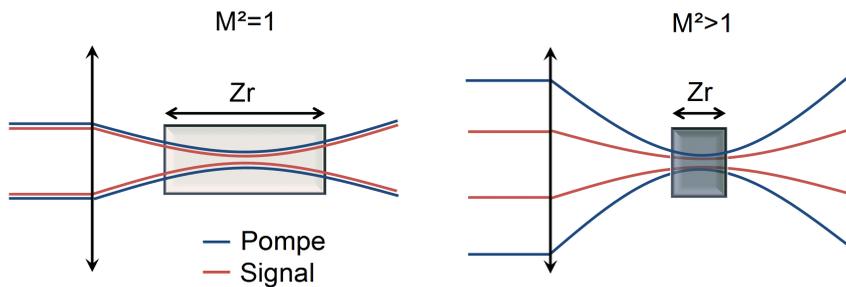


FIGURE 2.2 – Principe du pompage à forte brillance de matériaux dopés ytterbium. A gauche : pompage à haute brillance d’un cristal faiblement dopé et de grande longueur. A droite : pompage conventionnel multimode d’un cristal court fortement dopé.

- une charge thermique restreint au volume minimum utile (chaque photon pompe absorbé est un photon utile pour l’amplification)
- un gain par passage important lié à l’utilisation de cristaux très longs
- une efficacité optique maximale

La contrepartie qu’apporte ce dispositif de pompage est une contrainte forte sur la qualité spatiale de la pompe. Les diodes de pompe étant très puissantes mais fortement multimode, il devient nécessaire de faire de la conversion de brillance pour obtenir une pompe moins puissante mais monomode. Ces dispositifs de conversion de brillance complexifient le dispositif de la source de pompage et seront détaillés dans la partie 2.1.3.

2.1.2.1 Le domaine d’intérêt du pompage à forte brillance

Les fournisseurs de diodes-laser travaillent à l’amélioration continue des performances de leurs systèmes en termes de puissance mais surtout de brillance. Le tableau 2.1 liste quelques exemples de diodes-laser fibrées avec les paramètres du faisceau délivré.

Fournisseur	Puissance (W)	Diamètre du champ modal(μm)	O.N	M^2
QPhotonics	0.4	4	0.021	1
BWT	140	100	0.15	25
Dilas	200	200	0.22	70

TABLE 2.1 – Puissance et ouverture numérique de quelques diode-laser fibrées commercialisées

Malgré ces développements très concurrentiels, la recherche de sources de pompage très brillantes mais plus coûteuses concerne une fenêtre d’intérêt qu’il convient de déterminer.

Pour cette étude, nous nous limiterons à la comparaison de dispositifs de pompage assez brillants ($M^2 < 20$) en nous intéressant au recouvrement entre un faisceau de pompe de paramètre M^2 variable et un faisceau signal monomode. Le calcul du recouvrement \mathfrak{A} dans le cas de faisceaux gaussiens est donné par la formule 2.5

$$\mathfrak{A}(r, z) = \frac{I_s(z)}{I_p(z)} = \frac{\int_0^\infty I_{0s} \exp^{-2\frac{r^2}{w_s(z)^2}} 2\pi r dr}{\int_0^\infty I_{0p} \exp^{-2\frac{r^2}{w_p(z)^2}} 2\pi r dr} \quad (2.5)$$

Avec $I_{0,s,p}$ l'intensité du faisceau signal/pompe au centre du faisceau définie par :

$$I_{0,s,p} = \frac{2P_{p,s}}{\pi w_{s,p}(z)^2} \quad (2.6)$$

et $w_{s,p}(z)$, la variation du col du faisceau au cours de sa propagation dont l'expression est donnée par :

$$w_{s,p}(z) = w_{0,s,p} \sqrt{1 + \left(\frac{M_{s,p}^2 \lambda_{s,p} (z - z_0)}{n\pi w_{0,s,p}^2} \right)^2} \quad (2.7)$$

Ainsi nous avons tracé sur la figure 2.3, pour différents cols de faisceau, le recouvrement entre un faisceau signal monomode et plusieurs faisceaux de pompe de qualité spatiale variable en fonction de la longueur du matériau amplificateur.

De ce graphique, nous pouvons observer que plus le faisceau signal est pincé et plus le recouvrement avec le faisceau de pompe se détériore rapidement avec la longueur de l'amplificateur à mesure que la qualité spatiale de la pompe diminue. Pour des tailles de faisceau signal $w_0 = 50\mu m$ et $w_0 = 100\mu m$, le pompage multimode ($M^2 > 10$) n'est pas très efficace et le recouvrement s'écroule après 1 ou deux millimètres de propagation. A contrario, cette détérioration du recouvrement devient moins importante lorsque la taille du faisceau utilisé s'agrandit indépendamment de la qualité spatiale de la pompe. Ainsi pour un faisceau signal proche de $300\mu m$, nous retrouvons un recouvrement important ($> 90\%$) sur plus de 10 mm. Le recouvrement étant un gage d'efficacité optique, le pompage à forte brillance est, sans commune mesure avec un pompage conventionnel, très efficace pour des systèmes lasers utilisant des cristaux très longs et des tailles de faisceaux réduites à une centaine de μm . Cette configuration est bien adaptée pour délivrer beaucoup de puissance moyenne avec une énergie limitée. En prenant un seuil de dommage de $4 J/cm^2$, et un rayon de faisceau de $200 \mu m$, l'énergie maximale en sortie d'amplificateur atteint 5 mJ. Pour des énergies par impulsion supérieures, les tailles de faisceaux doivent être plus importantes afin d'éviter tout endommagement. Au-delà d'un rayon signal supérieur à $300\mu m$, la différence de recouvrement devient moins importante entre un pompage conventionnel et un pompage monomode. Dès lors, plus les faisceaux utilisés seront pincés et/ou le milieu amplificateur long et plus le pompage à haute brillance sera pertinent.

Nous voyons donc que ce pompage est plutôt bien adapté pour :

- la génération d'impulsions ultra brèves où les tailles de faisceaux sont extrêmement réduites afin d'exacerber les effets non linéaires (architecture oscillateur).
- l'amplification à haute cadence à des énergies modérées (architecture booster et préamplificateur).

Nous comprenons désormais où se situe l'intérêt du pompage à forte brillance et où il se limite. L'apport de cette technique trouve tout son intérêt avec l'utilisation de matériaux amplificateurs large bande. Ainsi, deux axes de recherche se détachent : la génération d'impulsion extrêmement brève avec une architecture de type oscillateur et l'amplification large bande haute cadence

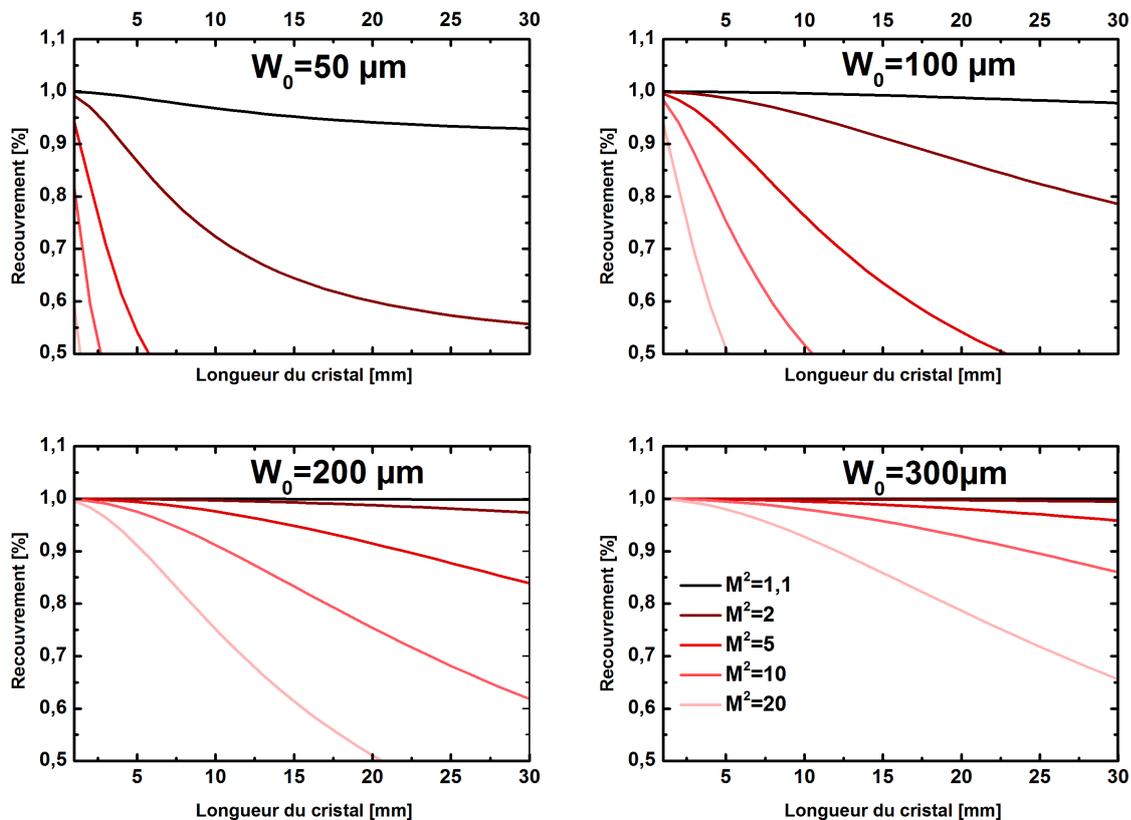


FIGURE 2.3 – Recouvrement \mathfrak{A} du faisceau de pompe avec le faisceau signal en fonction de la longueur du matériau amplificateur et différents facteurs de qualité spatiale de la pompe M^2 . Dans ce calcul, le facteur M^2 du faisceau signal est égal à 1.1.

utilisant des cristaux très longs. Ces axes de développement se basent sur l'utilisation de cristaux d'Yb : CALGO et d'Yb : CaF₂, tous deux possédant une bonne absorption autour de 980 nm ; longueur d'onde permettant de réduire au minimum la charge thermique.

2.1.3 État de l'art de la brillance des systèmes de pompage à 980 nm

Dans le but d'étudier le pompage à haute brillance dans différentes architectures laser, nous avons cherché au début de ces travaux de thèse, les sources de pompage les plus brillantes à 980 nm existantes sur le marché. Nous donnerons au cours de cette section, un bref état de l'art des différentes technologies possibles pour accroître la brillance des sources à 980 nm.

2.1.3.1 Laser solide titane saphir

Le laser titane : saphir, par son accordabilité allant de 750 nm à 1100 nm, offre la possibilité de pomper plusieurs matériaux de manière continue. Il est donc envisageable de l'utiliser pour pomper optiquement les matériaux dopés ytterbium à 980 nm. Plusieurs constructeurs ont

d'ailleurs développé différents modèles capables de délivrer plusieurs watts à 980 nm. Ainsi les fournisseurs tels que Spectra-Physics ou Coherent commercialisent des sources monomodes transverses en outre de 4 W à 980 nm. Cependant, cette technologie est difficilement compétitive en comparaison d'autres technologies car ces systèmes génèrent peu de puissance moyenne à cause notamment du défaut quantique important du titane : saphir (longueur d'onde de pompe au voisinage de 532 nm) et de l'efficacité réduite d'un matériau à faible durée de vie. Le coût au watt s'en trouve élevé et cette source bien qu'adaptée à des études spectroscopiques de matériaux laser divers et variés ne présente un intérêt que pour l'étude de nouvelles matrices cristallines testées dans des architectures d'oscillateurs.

2.1.3.2 Les diodes lasers fibrées

Les technologies conçues pour le domaine des télécommunications ont vu leurs champs d'application évoluer vers le développement de lasers de puissance dans le proche infra-rouge par l'industrialisation de diodes de pompe en outre en plus puissantes. Cette technologie est à l'origine de l'essor des développements laser sur les matériaux dopés ytterbium. Cependant, même si plusieurs centaines de watts sont disponibles en rangée de diodes à 980 nm, il n'en reste pas moins que la demande de diodes brillantes s'accroît de jour en jour. La qualité modale de ces sources reste un point faible dans le pompage longitudinal de matériaux laser. Pour pallier cette problématique, les constructeurs conçoivent des systèmes d'injection dans des fibres multimodes afin d'augmenter significativement la brillance de la source proposée au détriment de la puissance moyenne délivrée. Ainsi BWT commercialise aujourd'hui des diodes délivrant une puissance de 80 W en sortie de fibre multimode d'ouverture numérique de 0.15 et de 105 μm de diamètre. La compagnie JDSU vend, quant à elle, des diodes délivrant une puissance moyenne de 140 W en sortie de fibre de 106.5 μm de diamètre et d'ouverture numérique de 0.22. Dans les deux cas, la brillance de ces diodes est équivalente et proche de 15 $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$.

2.1.3.3 OPSL

Une technologie assez récente consiste à pomper par diode-laser un semiconducteur placé en cavité afin d'obtenir une émission laser monomode transverse (cf. figure 2.4). Le premier OPSL (ie. "*Optical Pumped Semiconductor Laser*") fut démontré pour la première fois en 1996 par Sandusky et al. [113]. Les 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 des puits)
- la possibilité d'émettre suivant un mode monomode transverse TEM₀₀ du fait de la mise en cavité du semi-conducteur.
- un refroidissement efficace permettant aux systèmes OPSL de délivrer des puissances moyennes continues ou quasi continues importantes.

Ainsi la société Coherent, leader mondial sur cette technologie, a démontré en 2004 un système OPSL délivrant 30 W à 980 nm en utilisant une pompe de 80 W à 808 nm [19]. Ce système possède une brillance très importante de 2000 $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$.

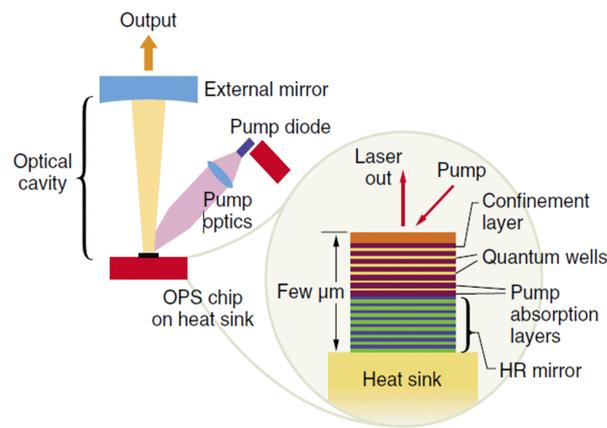


FIGURE 2.4 – Principe de fonctionnement d’un OPSL

2.1.3.4 Les Lasers fibrés à base d’ytterbium

Les matériaux dopés ytterbium sont généralement utilisés dans des configurations lasers quasi quatre niveaux (cas d’un pompage à 940 nm) ou quasi-trois niveaux pour un pompage à 976 nm et une émission autour de 1030 nm. Cependant, sous certaines conditions que nous détaillerons dans la section 2.2, il est possible de faire fonctionner les matériaux ytterbium dans une configuration où le rayonnement laser émis est à 976 nm avec un pompage à 915 nm. Puisque la longueur d’onde d’émission correspond à une raie d’absorption naturelle du niveau fondamental de l’ytterbium, il est nécessaire de réaliser une inversion de population supérieure à 50% pour garantir un gain suffisamment élevé à 980 nm. De nombreuses recherches sur la conception de nouvelles fibres favorisant l’émission à 976 nm au détriment de 1030 nm ont permis d’améliorer progressivement la puissance de ces lasers [71]. Cependant, le bond technologique que représentent les fibres LMA de type barreau combinant à la fois large coeur (80 μm) ainsi qu’une gaine de 200 μm à large ouverture numérique, a permis l’émission quasi-monomode de 94 W de puissance moyenne à 976 nm [8] [109]. Avec un facteur de qualité spatiale M^2 égal à 1.3, cette source laser est jusqu’à aujourd’hui, la source la plus brillante jamais réalisée avec plus de 6000 $\text{MW}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{sr}^{-1}$ délivrée. Cependant, ces fibres n’étant pas flexibles, leur utilisation reste confinée à des expériences de laboratoire. Les différentes sources qui ont été réalisées durant cette thèse s’appuient sur ce concept et seront détaillées par la suite. Le graphique 2.5 donne un aperçu de l’apport des fibres LMA sur la brillance des lasers à 976 nm avec plus de trois ordres de grandeur sur les autres technologies. Aujourd’hui, la société Azur Light Sytems® réalise des lasers monomodes à 976 nm délivrant une puissance de 27 W ce qui est, à ce jour, les sources commerciales les plus brillantes du marché.

Le fonctionnement trois niveaux de l’ion ytterbium permettant l’obtention d’un rayonnement laser autour de 976 nm nécessite des conditions particulières que nous allons détailler. La section qui suit a pour but d’en expliquer le principe et d’illustrer par quelques simulations la dynamique du gain afin d’appréhender les différentes architectures de lasers fibrés réalisées au cours de ce travail de thèse.

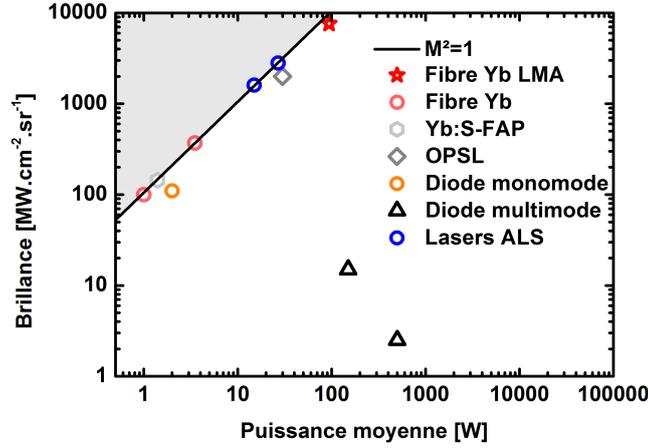


FIGURE 2.5 – État de l'art des différentes technologies émettant à 980 nm

2.2 Développement de pompes haute brillance

2.2.1 Effet laser et amplification à 976 nm

2.2.1.1 Inversion de population et transparence

L'émission autour de 976 nm dans une matrice de silice dopée Yb^{3+} n'est pas courante. Du fait que les sections efficaces d'émission et d'absorption à 976 nm soient quasiment égales (nous ferons l'approximation que $\sigma_a = \sigma_e = 2.7 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$), l'émission à cette longueur d'onde est délicate à cause d'une réabsorption importante (cf. figure 2.6).

Pour que l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption il faut atteindre l'inversion de transparence définie par la relation 1.16. La figure 2.7 représente l'inversion de population nécessaire pour atteindre la transparence à une longueur d'onde d'émission donnée dans la silice dopée ytterbium.

Ainsi une inversion de population minimum de 50% est requise pour empêcher la réabsorption à la longueur d'onde d'émission de 976 nm. Pour obtenir et maintenir cette inversion de population, il est donc nécessaire de pomper fortement. L'intensité de pompe requise à 915 nm pour maintenir l'inversion de transparence à 976 nm est donnée par la relation 2.8 :

$$I_{P_{tr}}(\lambda_L) = \frac{h \cdot \nu(\lambda_p)}{\left(\frac{\sigma_a(\lambda_p) \sigma_e(\lambda_L)}{\sigma_a(\lambda_L)} - \sigma_e(\lambda_p) \right) \tau_{fluor}} \quad (2.8)$$

Où h est la constante de Planck, $\nu(\lambda_p)$ la fréquence de la longueur d'onde de pompe, τ_{fluor} le temps de vie de fluorescence, σ_a et σ_e sont respectivement les sections efficaces d'absorption et d'émission aux longueurs d'ondes de pompe et du signal. Ainsi, pour un temps de fluorescence τ_{fluor} égale à 0.9 ms, $\sigma_a(\lambda_p = 915 \text{nm}) = 0.8 \cdot 10^{-20} \text{cm}^2$, $\sigma_e(\lambda_p = 915 \text{nm}) = 5.3 \cdot 10^{-22} \text{cm}^2$ il faut atteindre une intensité de pompage proche de 30kW.cm^{-2} . Il est nécessaire de conserver cette intensité tout le long du milieu amplificateur pour éviter l'absorption à 976 nm qui réduirait les

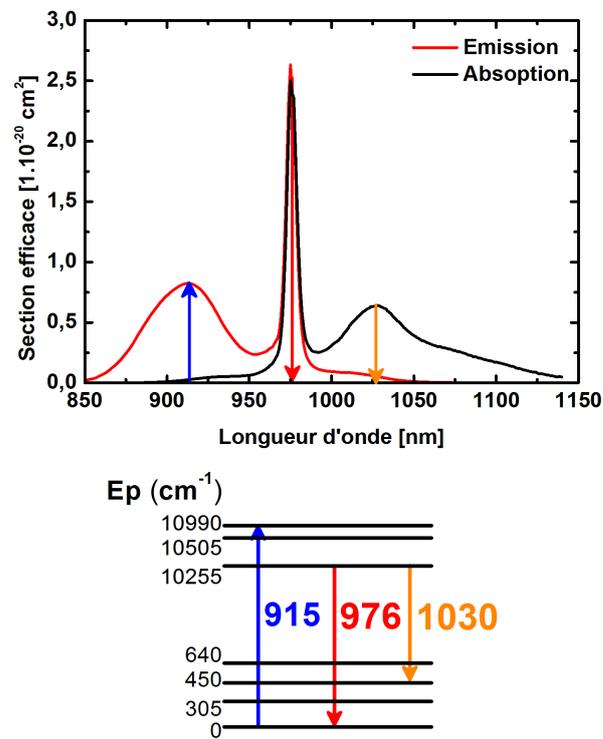


FIGURE 2.6 – Sections efficaces d'émission stimulée et d'absorption de l'Yb : verre. Structure électronique simplifiée de l'Yb : verre et transitions simplifiées lors du pompage à 915 nm.

performances de la source réalisée. Nous comprenons maintenant pourquoi les fibres optiques

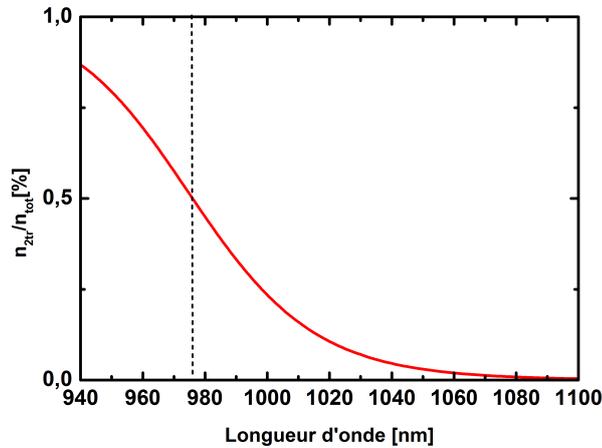


FIGURE 2.7 – Inversion de population minimum pour atteindre la transparence à une longueur d'onde d'émission donnée.

sont le média le plus favorable à l'amplification autour de 976 nm. En effet, sous condition d'injecter suffisamment de puissance de pompe, le fort confinement qu'elles procurent permet de maintenir une intensité de pompage suffisamment importante sur des longueurs de plusieurs mètres dans la limite où l'intensité de pompe non absorbée sera supérieure ou égale à 30 kW.cm^{-2} . Cependant, ce qui est valable à 976 nm l'est d'autant plus autour de 1030 nm puisque l'absorption à cette longueur d'onde est bien plus faible. Le gain effectif (gain – pertes) à 1030 nm est plus important et tend à favoriser l'émission à cette longueur d'onde. D'autres conditions sont donc nécessaires pour faciliter l'émission à 976 nm.

2.2.1.2 Paramètres et configurations favorisant l'émission à 976 nm

Pour parvenir à une amplification efficace à 976 nm, il est important de comprendre les mécanismes permettant de favoriser cette longueur d'onde plutôt que l'émission à 1030 nm. Ainsi, Nilsson et al. ont démontré que dans une fibre, le gain à 1030 nm était lié au gain à 976 nm par la relation 2.9 :

$$G_{1030}[dB] = 0.25.G_{976}[dB] + 0.72\gamma_R\alpha_p[dB] \quad (2.9)$$

Où

- G_{1030} et G_{976} représentent respectivement le gain à 1030 nm et 976 nm en dB.
- α_p représente l'absorption linéique à 915 nm en m^{-1}
- γ_R désigne le rapport entre la surface de la gaine et celle du coeur de la fibre.

Outre le fait que cette formule illustre l'importance du gain à 1030 nm par rapport à la longueur d'onde de 976 nm, elle fait apparaître deux paramètres qui vont permettre de moduler cet écart. Ainsi, le paramètre γ_R représentant le ratio entre la surface de la gaine et la surface du coeur de la fibre est un paramètre clé de la fibre utilisée pour minimiser le gain à 1030 nm. Nous avons reporté dans le tableau 2.2 les diamètres de coeur et de gaine de différentes fibres ainsi

que le rapport des surfaces associées.

Fibres	Diamètre du coeur (μm)	Diamètre de la gaine (μm)	γ_R
SMF	6	100	277
Nufern 15 μm	15	200	177
NKT 40/200	29	200	47
LPF-25	50	170	12
NKT 80/200	70	200	8

TABLE 2.2 – Valeur du ratio γ_R pour différentes fibres doubles gaines commercialisées

De nombreuses fibres utilisées pour l'amplification à 1030 nm possèdent des surfaces de gaine très importantes par rapport à la surface de coeur établissant un coefficient γ_R élevé variant de plusieurs dizaines à quelques centaines d'unités. La figure 2.8, illustre la génération d'émission spontanée amplifiée (ASE) d'une fibre pompée à 915 nm pour différentes valeurs de γ_R . Cette simulation est réalisée sans aucune réflexion aux interfaces de la fibre.

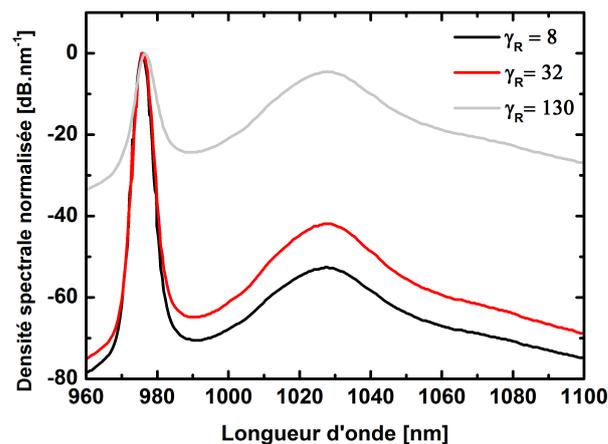


FIGURE 2.8 – Densité spectrale de la puissance de l'ASE en sortie d'une fibre de 1 mètre pompée à 200 W pour différentes valeurs de γ_R

Nous pouvons clairement remarquer que plus le paramètre γ_R augmente, moins le contraste 976/1030 nm est important. Expérimentalement, nous n'avons pas réussi à obtenir d'effet laser à 976 nm pour un paramètre γ_R supérieur à 25. Cela est dû au fait qu'aux interfaces air-verre de la fibre, il y a toujours quelques réflexions résiduelles. Lorsque le paramètre γ_R est trop important, le gain à 1030 nm croît et domine la dynamique d'amplification. Ainsi, l'avènement de fibres à larges coeurs a favorisé l'émergence de sources laser fibrées émettant à 976 nm. C'est notamment le cas pour les fibres NKT 80/200 qui, avec un coefficient γ_R inférieur à dix, sont actuellement les fibres les plus favorables à la réalisation de sources à 976 nm. D'autres fibres, également utilisées durant cette thèse, nous ont permis d'atteindre des performances intéressantes en termes de brillance à 976 nm. Il s'agit des fibres LPF-25 (pour "Large pitch fiber") dont le diamètre de coeur

Dopage	$2.3 \cdot 10^{25}$ ions. m^{-3}
Diamètre coeur/gaine	80/200 μm
P_{pompe}	200 W
Longueurs	1 - 2 - 3 m

TABLE 2.3 – Paramètres de simulation

fait 50 μm et celui de la gaine 170 μm (ie. $\gamma_R=12$).

2.2.1.3 Effet de la longueur de la fibre

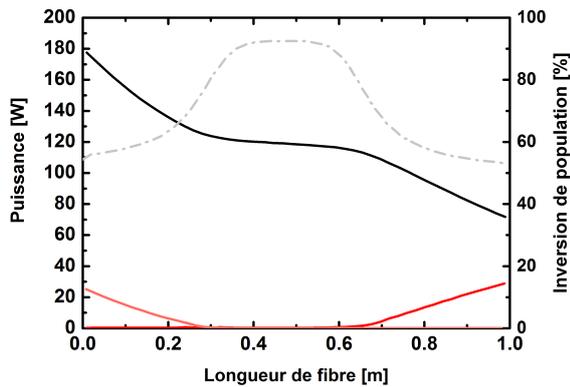
Un autre paramètre également important est l'absorption linéique à 915 nm (α_p). En effet, nous avons vu qu'il était nécessaire de maintenir une inversion de population supérieure à 50 % pour amplifier l'émission autour de 980 nm. Ainsi cette condition limite la longueur de fibre utile jusqu'à l'extrémité de celle-ci, une intensité de pompage importante doit être atteinte (>30 kW/cm²). Pour illustrer ce propos, nous calculons l'évolution de la puissance de pompe et de la densité spectrale de puissance de l'ASE en sortie de la fibre pour différentes longueurs de fibre (cf. figure 2.9). Les paramètres utilisés dans la simulation sont résumés dans le tableau 2.3

Pour une puissance de pompe de 200 W et en assumant des pertes de couplage de 20 %, nous voyons très bien l'influence de la longueur de la fibre sur le contraste d'émission 976/1030 nm. Ainsi le contraste est maximal pour une longueur de fibre relativement courte (1 mètre) puisqu'une valeur proche de 50 dB est atteinte. Pour un mètre de fibre, la somme de la puissance d'ASE dans le sens co et contra-propagatif en sortie de fibre ne dépasse pas 60 W. Du fait d'un niveau de puissance de pompe non-absorbée assez importante (70 W) l'efficacité optique-atteint seulement 33% pour cette géométrie. A contrario, pour une longueur de 3 mètres l'efficacité est bien plus importante puisque toute la puissance de pompe est absorbée et la puissance d'ASE atteint 140 W. Cependant, nous remarquons que le long de la fibre, l'inversion de population n'est pas toujours supérieure à 50 %. Cela va favoriser l'émission à 1030 nm du fait de la réabsorption de l'émission à 976 nm. Même si le contraste semble toujours favorable à l'émission à 976 nm, les largeurs spectrales des émissions 976 et 1030 nm sont très différentes et l'intégration spectrale aboutit à un rapport signal 976/1030 nm de seulement 1.8.

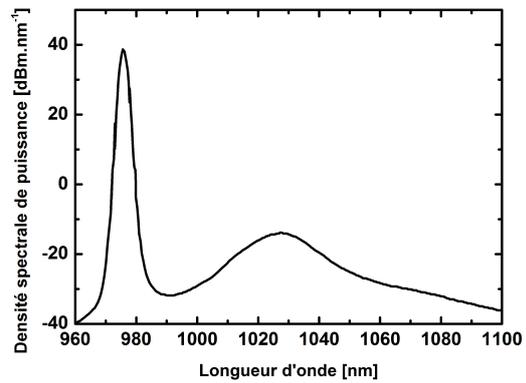
La configuration avec une fibre de 2 mètres semble être le bon compromis entre efficacité et contraste à cette puissance de pompe. Ainsi, en tenant compte de l'intégration spectrale autour de 980 nm, une puissance proche de la centaine de watts est attendue avec une efficacité de 50 %. Expérimentalement, la puissance des diodes à 915 nm disponibles vaut 200 W et les fibres NKT 80/200 mesurent un mètre. Pour compenser la longueur de fibre trop courte à notre disposition, une configuration en double passage est réalisée pour permettre l'obtention d'une émission à 976 nm la plus efficace possible en se rapprochant des conditions idéales simulées.

2.2.2 Mises en oeuvres expérimentales

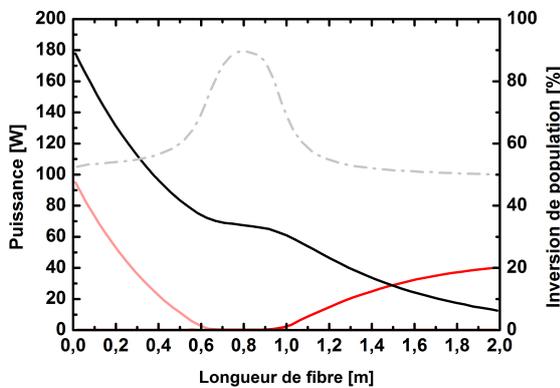
Durant mes travaux de thèse, plusieurs configurations de sources haute brillance émettant autour de 976 nm ont été réalisées et caractérisées. Ces études ont été menées afin d'optimiser la



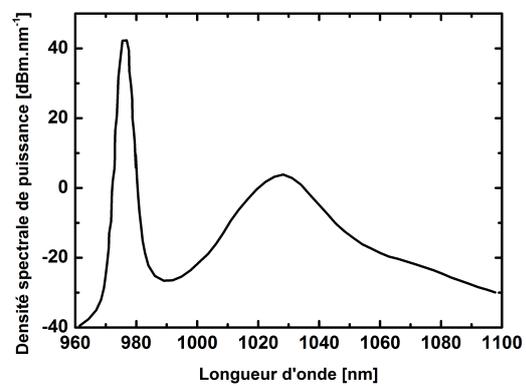
(a) Longueur de fibre = 1 m



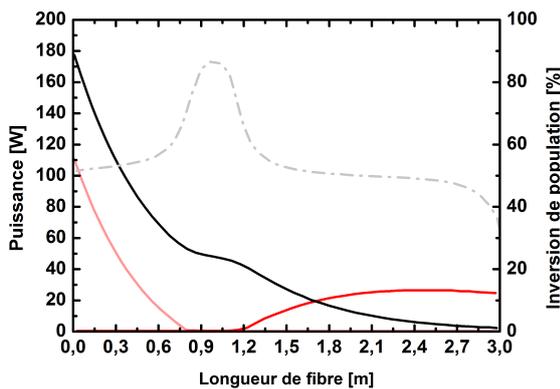
(b) Densité spectrale de puissance de l'ASE co propa-
gatif



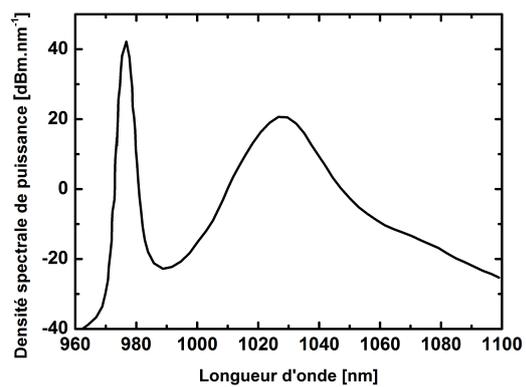
(c) Longueur de fibre = 2 m



(d) Densité spectrale de puissance de l'ASE co propa-
gatif



(e) Longueur de fibre = 3 m



(f) Densité spectrale de puissance de l'ASE co propa-
gatif

FIGURE 2.9 – Évolution de la puissance de pompe (trait noir), de l'inversion de population (pointillé gris), de la puissance d'ASE co et contra-propagatif (respectivement trait rouge et rouge clair) et de la densité spectrale de l'ASE en fonction de la longueur de fibre.

puissance délivrée à 980 nm tout en conservant une excellente qualité spatiale du faisceau laser délivré. Dans ce qui suit, nous détaillerons les différentes architectures étudiées et présenterons pour chacune d'elles les performances obtenues.

2.2.2.1 Configuration demi-cavité ASE

La première configuration que nous avons étudiée est basée sur l'utilisation d'une fibre NKT 80/200 μm d'un mètre de long. Cette configuration s'inspire de celle utilisée par J.Boullet et al. [8] à la différence que nous éviterons de placer la fibre dans une cavité afin d'empêcher toute fluctuation de la longueur d'onde laser d'émission provoquée par une trop forte compétition autour de 976 nm. C'est pourquoi, nous avons fait le choix d'une architecture en *demi-cavité*. Grâce à cela, il est possible d'amplifier l'émission spontanée à des niveaux importants tout en gardant un spectre large (plusieurs nanomètres) sans fluctuation au cours du temps de la longueur d'onde d'émission. Les différentes configurations testées permettant une amplification de l'émission spontanée sont illustrées sur la figure 2.10.

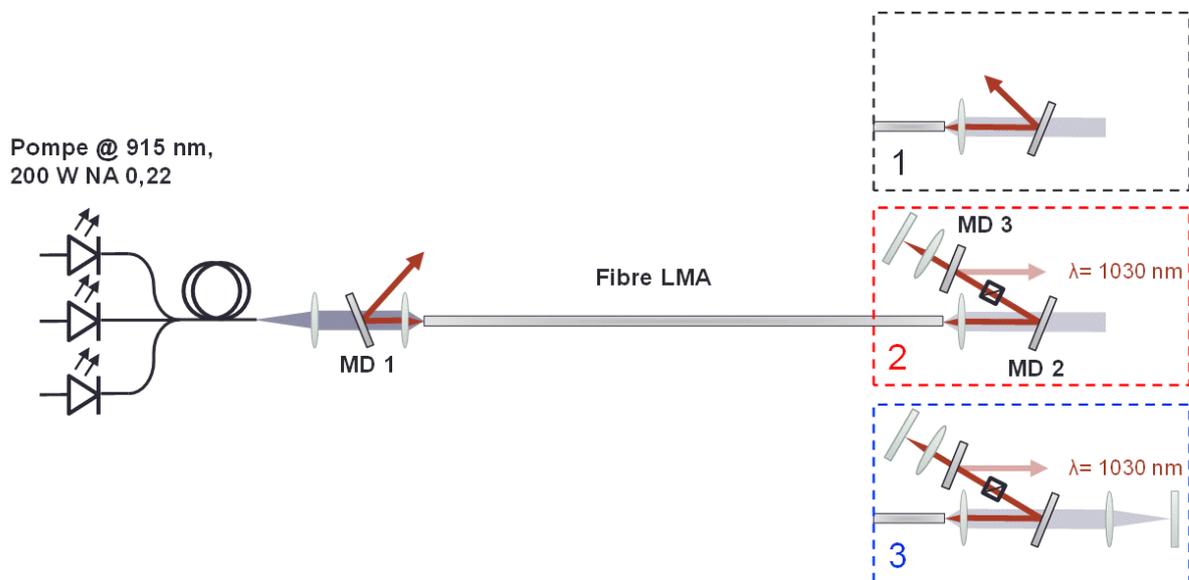


FIGURE 2.10 – Dispositif expérimental (1) : Source ASE, (2) : demi cavité ASE, (3) : demi cavité ASE avec recyclage de la pompe. MD1, MD2 : miroirs dichroïques HT 915 nm / HR 976 nm, MD3 : miroir dichroïque HT 976 nm / HR : 1030 nm.

Expérimentalement, nous avons utilisé une source de pompage fibrée à 915 nm émettant 200 W en sortie de fibre de 200 μm de diamètre et possédant une ouverture numérique de 0.22. La fibre barreaux utilisée à ses faces clivées en angle ($5^\circ \pm 1^\circ$). Il est très important de garantir un état de surface irréprochable afin d'éviter toute réflexion parasite dans l'axe de la fibre entraînant un effet laser non désiré. Les puissances de sortie en fonction de la puissance de pompe pour les différentes configurations sont résumées dans le graphique 2.11

La première configuration (1), la plus simple mais la moins efficace, consiste simplement à injecter la pompe dans la fibre LMA et à mesurer à l'entrée (nous définissons l'entrée de la fibre par le coté pompé) la puissance de sortie de l'ASE à 976 nm. Il est intéressant de noter que la

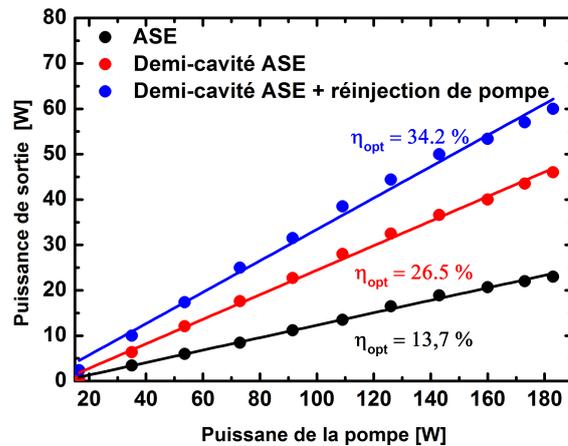


FIGURE 2.11 – Puissance en sortie de la fibre en fonction de la puissance de pompe dans la configuration (1) : ASE, (2) : demi-cavité, (3) : demi-cavité + réinjection de la pompe

puissance d'ASE à 976 nm se propageant dans le sens co-propagatif à l'injection de pompe est moins importante que dans le sens inverse puisque nous mesurons 17 watts en sortie et 22 W dans le sens contra-propagatif. En effet, les simulations le montrent également, l'inversion de population étant plus importante proche de la zone injectée, les photons émis à 976 nm ont une probabilité moindre de se faire réabsorber que ceux qui en sont éloignés. Ainsi les 22 watts d'ASE extraits en entrée de fibre portent l'efficacité optique-optique du système à 13.7% et à 22 % en sommant les deux sorties. Ces niveaux de puissance sont un peu plus faibles que ceux obtenus dans nos simulations. Nous attribuons cette différence au photonoirissement de la fibre qui entraîne une diminution des performances laser. Nous reviendrons sur cet aspect au cours de la section 2.2.3.1. Cette configuration bien que simple, ne permet pas d'émettre un rayonnement polarisé et reste limitée en efficacité. C'est pourquoi nous avons opté pour une configuration en demi cavité permettant un accroissement de la puissance délivrée à 980 nm.

La configuration en demi-cavité (2) est relativement simple à mettre en oeuvre à condition de prendre soin d'éviter les réflexions parasites qui peuvent favoriser une émission laser autour de 976 nm ou pire, un effet laser à 1030 nm. Le signal d'ASE en sortie de fibre est collimaté puis focalisé sur un miroir plan à 0°. La ré-injection de l'ASE est alors facilitée et afin d'empêcher toute amplification à 1030 nm, un miroir dichroïque réfléchissant la longueur d'onde de 1030 nm est inséré (cf figure 2.11 configuration (2) et (3)). Un cube polariseur est également ajouté afin qu'une partie de l'ASE qui est ré-injectée soit polarisée. La fibre barreau ne possède pas une capacité de maintien de polarisation cependant, du fait qu'elle soit droite et relativement de courte longueur, l'état de polarisation varie peu. Ainsi, en pompant avec 200 watts, sans recyclage de l'énergie de pompe, la puissance mesurée en sortie de la fibre s'élève à 46 watts. La puissance de pompe non absorbée s'élève, quant à elle, à 42 watts. En sortie de la fibre, nous avons mesuré le contraste en polarisation de l'émission à 980 nm en fonction de la puissance de pompage. Les résultats sont présentés sur la figure 2.12.

De ces résultats, nous démontrons qu'il s'agit bien d'une source d'ASE puisqu'à faible puissance,

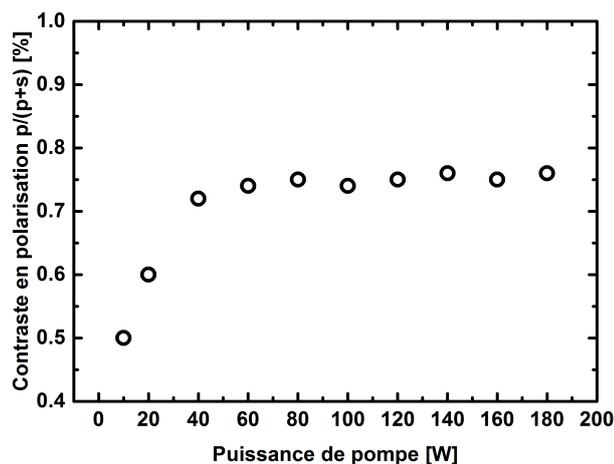


FIGURE 2.12 – Rapport de la fraction du faisceau de sortie polarisé suivant P par rapport à la puissance totale en fonction de la puissance de pompe.

le rapport de la puissance du faisceau polarisé suivant P sur la puissance totale est proche de 50% et progressivement tend vers 75 % lorsque la puissance de pompe augmente. Dans une cavité laser, du fait de nombreux allers-retours des photons dans la cavité, le contraste en polarisation serait plus important.

Enfin, aux vues de la puissance de pompe non absorbée, il est intéressant de la recycler afin d'augmenter l'efficacité de la source. C'est pourquoi, par la réalisation d'un système d'imagerie, nous avons réinjecté la puissance de pompe résiduelle pour optimiser le rendement de notre source haute brillance. Grâce à cela, une puissance de 60 watts a été mesurée pour une puissance de pompe de 200 watts portant l'efficacité optique-optique de notre système à 34,2% (cf figure 2.11). Pour ce point de fonctionnement, le spectre en sortie de la fibre a été mesuré et est présenté sur la figure 2.13. Un spectre centré à 978 nm avec une largeur à mi-hauteur de 3 nm est mesuré.

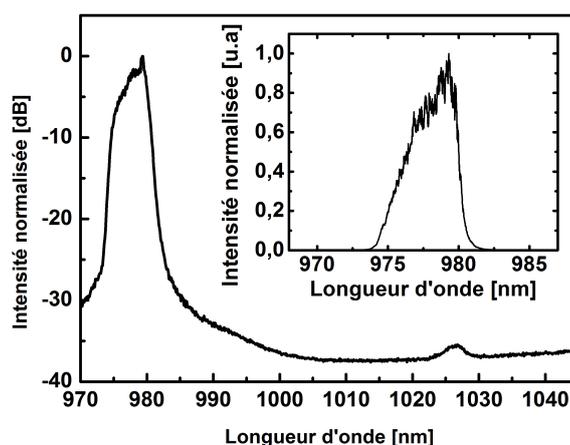


FIGURE 2.13 – Spectre à 60 W mesuré en sortie de la fibre. En médaillon : Spectre en échelle linéaire

Le contraste 978/1030 nm est proche de 35 dB ce qui est tout à fait convenable pour l'utilisation de cette source comme laser de pompe de matériaux dopés ytterbium.

Nous avons caractérisé en puissance, en polarisation ainsi que spectralement notre source émettant à 978 nm. Il s'agit maintenant de la caractériser spatialement puisqu'après tout, c'est la brillance de cette source qui nous intéresse en premier lieu. Pour cela nous procédons à la mesure du facteur de qualité spatial : M^2 . A la puissance de 10 W en sortie, notre système de pompe délivre un faisceau dont le facteur M^2 vaut 1.35. Fait surprenant, nous avons constaté que ce facteur de qualité spatiale variait en fonction de la puissance de sortie. Ainsi, pour 30 W en sortie de fibre, le facteur $M^2=2$ et culmine à 2.5 pour une puissance de sortie de 50 watts. Les valeurs expérimentales sont reportées sur la figure 2.15a.

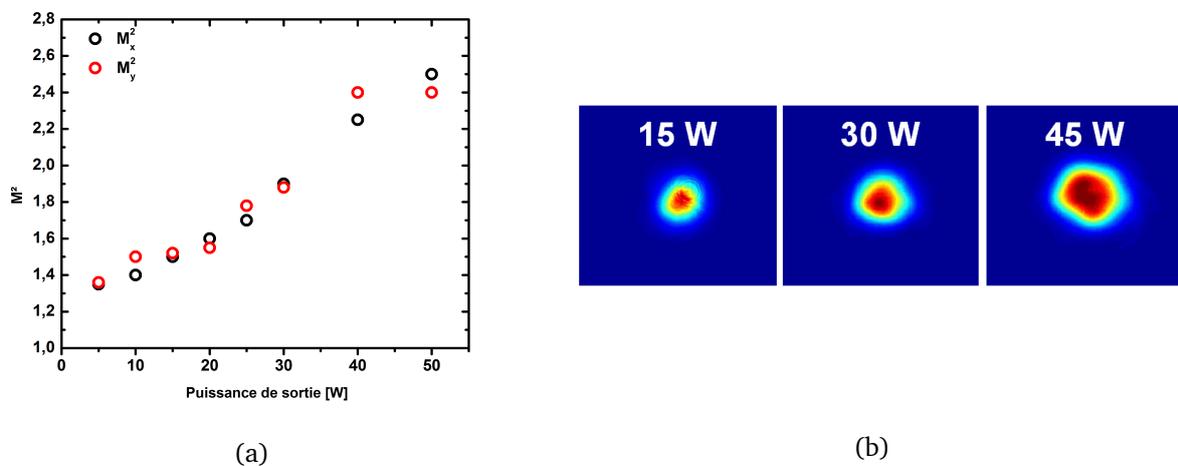


FIGURE 2.14 – (a) Evolution du facteur M^2 en fonction de la puissance en sortie de la fibre ; (b) Profil spatial en champ proche du faisceau délivré à différentes puissances de sortie.

Cette modification du comportement modal trouve son explication dans le fait que la fibre barreau est structurée pour être monomode à 1030 nm. A 978 nm, nous sommes à la limite du comportement monomode de cette fibre. L'échauffement à travers l'absorption de la puissance de pompe va modifier la sélectivité modale de cette fibre. En effet, la modification du profil d'indice induite par la thermique altère les propriétés guidantes de la structure et détériore le contenu modal. La conséquence directe est la dégradation du facteur de qualité M^2 .

En conclusion de ces premières études, nous avons réalisé, par l'utilisation d'une fibre LMA 80/200 μm , une source partiellement polarisée émettant à 978 nm une puissance de 60 W. Le facteur de qualité est convenable même si cette source n'est pas parfaitement monomode à forte puissance. La détérioration modale a surtout été observée à la longueur d'onde signal de 1030 nm [36] et de nombreuses recherches sur cette problématique restent toujours d'actualité [54], [64].

Dans la perspective d'utilisation de cette source pour le pompage des matériaux dopés ytterbium où la brillance de la pompe est un paramètre clé des architectures que nous avons étudiées, nous nous sommes intéressés à d'autres types de fibres permettant, à haute puissance, d'amplifier un signal autour de 980 nm sans altération de la qualité modale. C'est dans ce

même contexte mais à la longueur d'onde de 1030 nm que des efforts sur la conception de la structuration des fibres à large coeur ont permis la réalisation de fibre LPF (ie *Large pitch fiber*). L'agrandissement des trous d'air ainsi qu'un espacement plus important entre ceux-ci (cf figure 2.15) confère à la fibre un confinement modal plus important. A l'aide d'une fibre LPF dont le diamètre de coeur mesure $62 \mu\text{m}$, le seuil de dégradation modal a été repoussé jusqu'à la limite de 294 W à 1030 nm, soit trois fois la limite précédente [129].



FIGURE 2.15 – Images microscope des profils PCF 80/200 μm (a) et LPF 62/170 μm (b)

Nous avons donc testé cette fibre dans une configuration MOPA (ie *Master oscillator Power Amplifier*) pour améliorer sensiblement la brillance de notre source émettant à 980 nm.

2.2.2.2 Configuration MOPA

La configuration MOPA consiste à amplifier, à l'aide d'une fibre LPF, le signal d'une diode laser émettant à 979 nm. Les principaux avantages de cette configuration sont :

- Simplicité de mise en oeuvre.
- Conservation des propriétés spectrales du signal amplifié.
- Conservation de l'état de polarisation
- Amélioration de l'efficacité optique-optique du système à condition d'injecter une puissance signal suffisamment importante pour extraire toute la puissance stockée.
- Diminution du risque d'effet laser parasite
- Choix de la longueur d'onde signal (dans la bande d'amplification) par le changement de la diode-laser injectant la fibre LPF.

Nous avons utilisé une fibre LPF-25 de NKT de 1.15 mètres dont les diamètres de coeur et de gaine mesurent respectivement $50 \mu\text{m}$ et $170 \mu\text{m}$. Ces dimensions portent le ratio γ_R à la valeur de 12 et restent très favorables à l'amplification dans la bande *zéro phonon*. Le dispositif de pompage reste identique au montage précédent. Concernant l'injection du signal dans la fibre LPF, une diode laser spatialement monomode émettant une puissance de 800 mW à 979 nm est utilisée. Cette diode laser n'étant pas polarisée, la moitié du signal va être perdu par le dispositif d'isolation optique et seule une puissance de 400 mW polarisée linéairement est injectée. Dans cette configuration, il est important d'adapter le mode injecté avec le mode propre de la fibre. Cette précaution n'était pas nécessaire en demi-cavité ASE puisque par défaut, le mode injecté est le mode d'ASE de la fibre. Nous estimons les pertes par injection du signal à 10%. Le dispositif de pompage à 915 nm est injecté à l'extrémité opposée de l'injection du signal et reste identique au

dispositif présenté dans la configuration précédente. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 2.16.

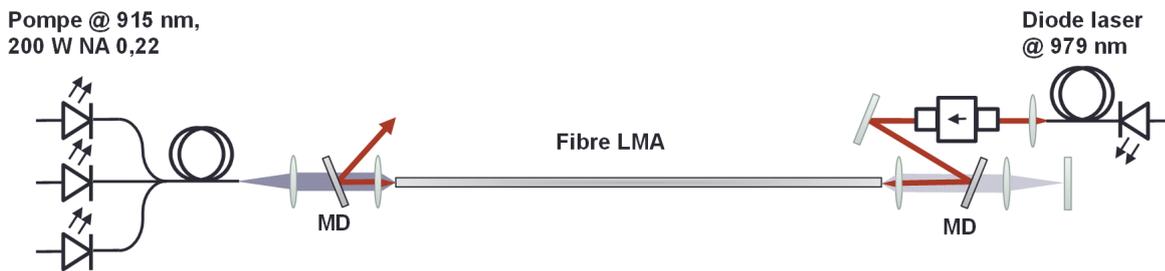


FIGURE 2.16 – Configuration MOPA avec une fibre LMA LPF-25, MD : miroir dichroïque HT 915 nm / HR 976 nm

Dans cette configuration, nous avons obtenu pour 200 watts de puissance de pompe, 70 watts à 979 nm comme l'illustre la courbe 2.17a. La pompe non absorbée est recyclée et porte l'efficacité optique-optique à 35 %. Le spectre obtenu est centré à 979 nm avec une largeur à mi-hauteur de 1 nm. Le contraste en longueur d'onde 979/1030 nm reste important avec un rapport de atteignant 30 dB lorsque la source délivre 70 watts. Le signal en sortie de la fibre est polarisé avec un contraste en polarisation de 1 :10.

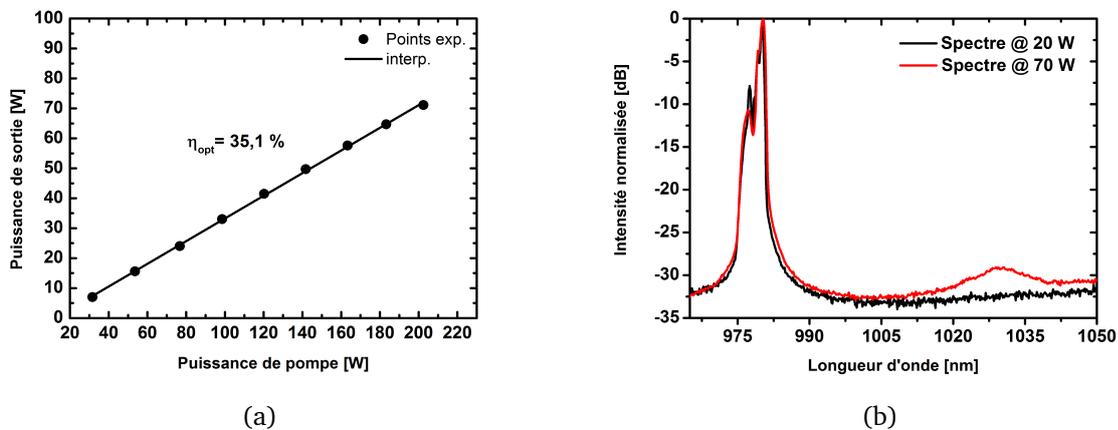


FIGURE 2.17 – (a) : Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe. (b) : Spectres en sortie du MOPA pour 20 et 70 watts

Concernant la qualité spatiale, nous avons mesuré un facteur M^2 proche de 1.1 dans les deux axes pour une puissance délivrée de 70 watts. Cette bonne qualité spatiale constitue une amélioration en termes de brillance si nous la comparons avec la fibre étudiée précédemment. En effet, nous avons mesuré à 60 W un facteur M^2 proche de 2.5. Cependant, après plusieurs heures d'utilisation, la qualité de guidage de la fibre se détériore et limite le comportement monomode à une puissance de 40 watts. La mesure du facteur M^2 est illustrée en figure 2.18.

Nous avons donc, par l'utilisation d'une fibre LPF, réussi à améliorer la qualité modale de notre source à 979 nm jusqu'à 40 watts en conservant un faisceau parfaitement monomode. Durant les

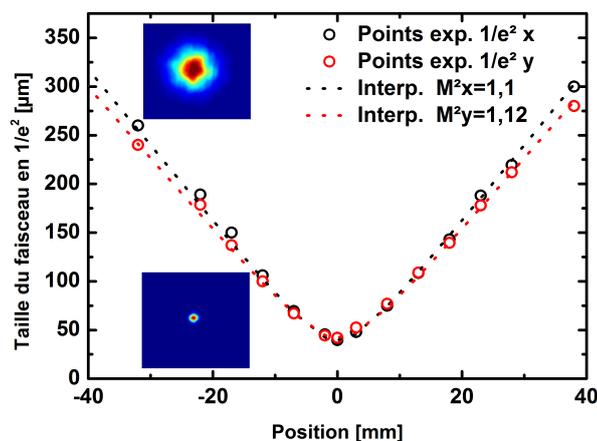


FIGURE 2.18 – Mesure de la taille du faisceau focalisé à différentes positions autour du point focal pour une puissance de sortie de 40 watts

premières heures d'utilisation de la fibre, la brillance de cette source est même encore supérieure à ces valeurs mais des limitations intrinsèques aux fibres en réduisent la longévité. A court terme d'abord avec l'apparition d'un battement de mode au-delà d'un certain seuil de puissance délivrée. A long terme ensuite avec une baisse d'efficacité laser constatée et causée par un phénomène de photonoircissement. Du fait de l'importance de la qualité modale obtenue dans ces dispositifs quant à leurs utilisations comme sources de pompage des matériaux dopés ytterbium, nous avons effectué une étude plus approfondie de la dégradation modale de l'amplificateur LPF. C'est de ces phénomènes limitant la brillance de la source que nous allons traiter maintenant.

2.2.3 Phénomènes parasites et stabilité des performances

Le constat est sans ambiguïté : au fur et à mesure de l'utilisation de la fibre LPF, les performances du dispositif MOPA ne cessent de décroître avec l'apparition d'un phénomène de battement de modes dont le seuil diminue d'heure en heure. La puissance moyenne délivrée en faisceau purement monomode ($M^2 = 1.1$) se stabilise autour de 40 watts faisant passer l'efficacité optique de 35% à 27,5%. La figure 2.19 illustre cette baisse d'efficacité optique ainsi que la modification du profil spatial à partir de 40 watts après plusieurs heures d'utilisation de la fibre LPF.

La perte d'efficacité au cours du temps est provoquée par le photonoircissement de notre fibre. Nous allons ici détailler plus précisément ce phénomène.

2.2.3.1 Le photonoircissement

Le photonoircissement est un phénomène aux mécanismes complexes. Il intervient lorsque plusieurs ions ytterbium voisins se trouvent simultanément dans un état excité. Leur énergie peut être transmise à un n-ième ion excité pour le placer dans un état énergétique virtuel et libérer un photon ultraviolet lorsqu'il retombe à son niveau fondamental. Le photon ionise alors des

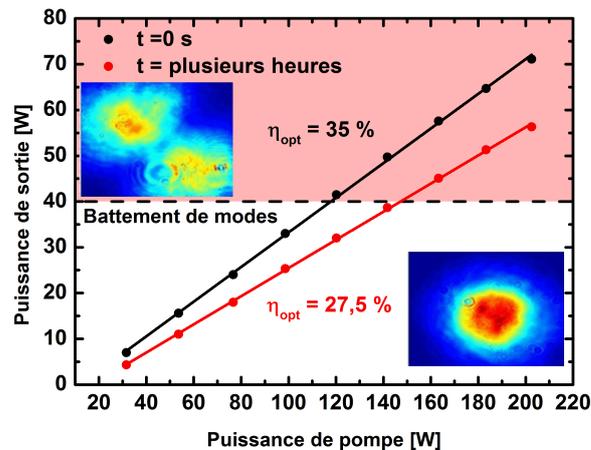


FIGURE 2.19 – En noir : Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe lors de la première utilisation. En rouge : Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe après quelques heures d’utilisation.

précurseurs de la matrice silice formant ainsi des paires électrons-trous. Ces électrons libres et trous créés sont à leur tour piégés par les défauts de la matrice en silice formant des centres colorés très absorbant dans le spectre visible et proche infrarouge. Cette absorption résiduelle induit des pertes optiques supplémentaires et réduit par conséquent l’efficacité d’amplification de la fibre. Plusieurs expériences ont démontré l’apparition de centres colorés dans des fibres germanosilicates ou aluminosilicates de type LMA [140]. Ainsi I. Manek-Honninger et al. [85] ont mesuré l’évolution de la transmission d’une fibre LMA pompé à 976 nm avec une puissance de 45 watts. Comme nous pouvons le constater sur les figures 2.20a et 2.20b, le spectre d’absorption d’une fibre LMA change de manière importante après quelques minutes d’utilisation pour se stabiliser après une heure d’exposition.

La probabilité que se forment des centres colorés augmente dans un milieu fortement dopé et est d’autant plus importante lorsque la densité d’ions excités est élevée. Dans un fonctionnement laser 3 niveaux, où l’inversion de population minimale doit être supérieure à 50 %, le photonoirissement arrive beaucoup plus rapidement que dans la configuration d’une émission à 1030 nm où le taux d’inversion est généralement bien plus faible.

Nous comprenons maintenant l’origine de la baisse en efficacité de notre système haute brillance. Cependant, le photonoirissement n’interdit pas l’utilisation d’une puissance de pompe supérieure afin d’augmenter la puissance de sortie au détriment de l’efficacité optique. Un autre phénomène réellement limitant en termes de puissance moyenne est un phénomène que nous avons déjà observé lors de l’utilisation de la fibre 80/200 μm et qui s’est révélé plus marqué avec la fibre LPF : le battement de modes.

2.2.3.2 Le battement de modes

Le développement de fibres à large aire modale a permis d’atteindre des énergies jusqu’alors inaccessibles avec une technologie fibrée. Cependant, la réalisation de fibres aux coeurs toujours

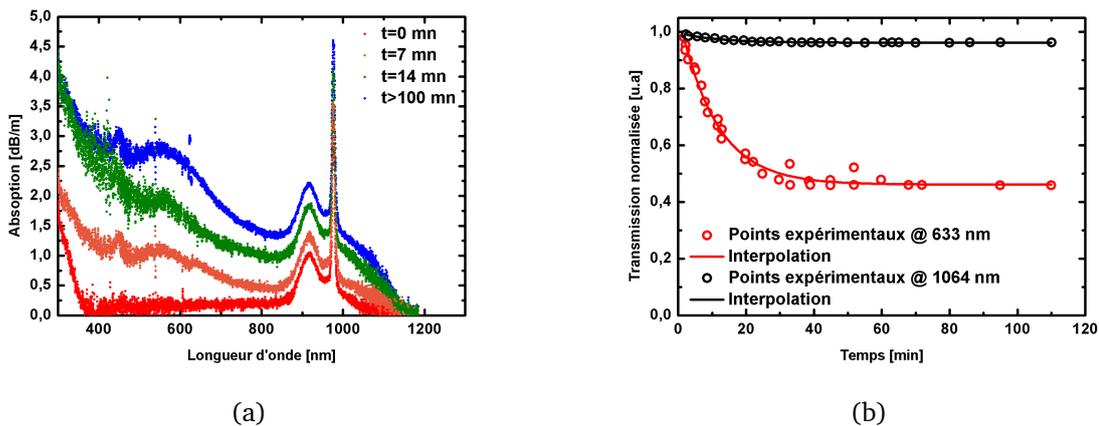


FIGURE 2.20 – Mise en évidence de l'apparition du phénomène de photonoirissement : a) Evolution au cours du temps du spectre d'absorption d'une fibre LMA neuve (rouge), après 7 minutes (orange), après 15 minutes (vert), après plus de 100 minutes (bleu). b) Transmission à 633 nm et 1064 nm en fonction du temps de pompage d'une fibre LMA. Figures issues de [85]

plus larges est limitée par la nécessité de conserver un comportement monomode. Bien que d'importants progrès aient été réalisés dans la discrimination des modes d'ordre supérieur pour des diamètres de coeur de $50 \mu\text{m}$, plusieurs modes peuvent coexister. Pour des puissances moyennes modérées, le guidage par le gain ainsi que les pertes importantes sur les modes d'ordre supérieur assurent le comportement monomode de la fibre. A très forte puissance moyenne ($> 100 \text{ W}$ à 1030 nm), les propriétés de guidage se détériorent et la discrimination des modes devient moins efficace. La présence de plusieurs modes se traduit par un phénomène d'instabilité modale et une fluctuation temporelle des caractéristiques spatiales du faisceau amplifié.

Dans notre cas, une fois les performances laser stabilisées, l'instabilité modale commence à apparaître aux alentours de 40 watts. Pour caractériser la dynamique temporelle de ces battements de modes nous avons mis en place un montage expérimental (cf figure 2.21) permettant d'observer l'évolution temporelle des caractéristiques spatiales du faisceau amplifié. Le faisceau de sortie est agrandi à l'aide d'un dispositif afocal. Une fuite sur l'un des miroirs de transport de faisceau est utilisée puis filtrée spatialement à l'aide d'un support percé. Le filtre est choisi de telle sorte que le mode fondamental passe entièrement au travers. Une photodiode associée à un analyseur de spectre radio fréquence est placée en sortie du filtre spatial pour examiner les fluctuations temporelles. Ainsi, par ce dispositif nous sommes en mesure de relever toute instabilité modale au cours du temps. Nous augmentons progressivement la puissance de pompe et nous relevons pour différentes puissances de sortie, le spectre radio fréquence mesuré à l'aide de la photodiode. La figure 2.22 reprend les différents spectres obtenus en fonction des puissances de sortie.

L'analyse de Fourier des mesures effectuées nous informe que les battements de mode ne sont pas chaotiques et se produisent à des fréquences bien définies. Ainsi, comme nous l'avions observé précédemment, les battements apparaissent à 40 watts et s'intensifient lorsque la puissance augmente. Après la mise en évidence de ce phénomène, une première hypothèse tente d'expliquer l'origine de l'instabilité modale [61] : lorsque deux modes transverses sont excités lors de l'injection du signal dans la fibre quasi monomode, un motif d'interférence périodique

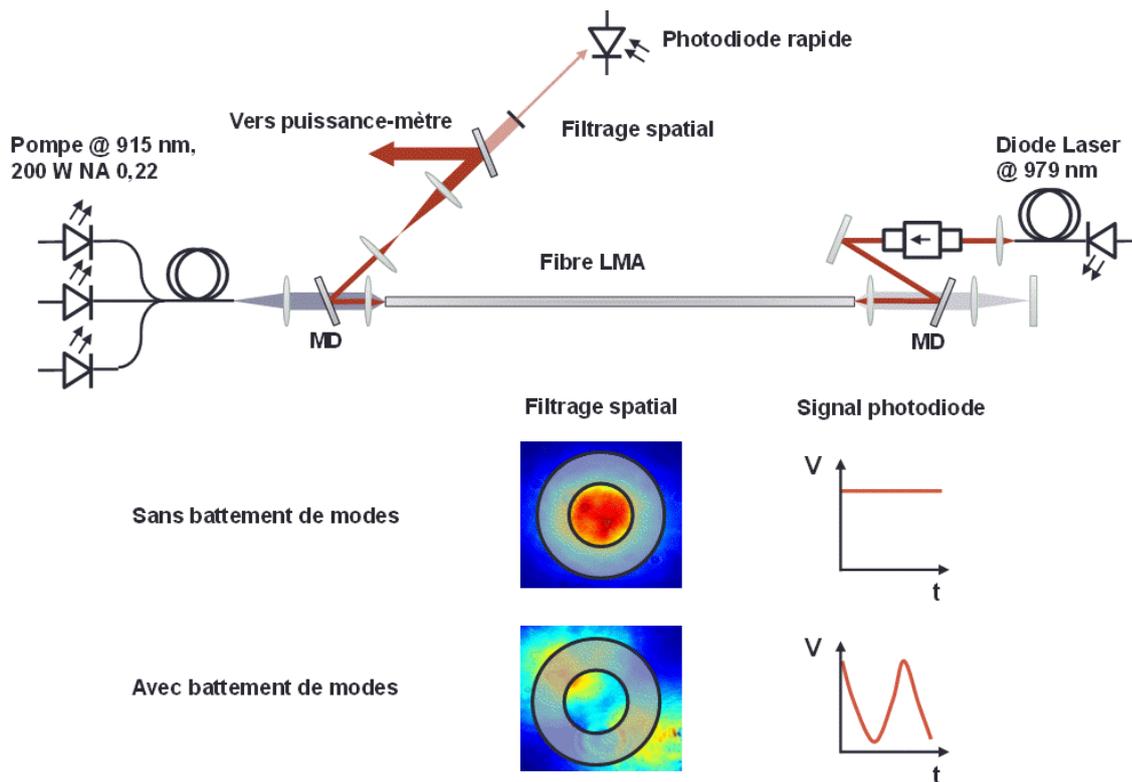


FIGURE 2.21 – Montage expérimental pour la caractérisation temporelle des instabilités modales

de l'onde signal est créé et module, le long de la fibre, l'absorption du faisceau pompe. Par conséquent, cette absorption inhomogène de la puissance de pompe génère une charge thermique alternée et donc une modulation du profil d'indice par effet thermo-optique. Ce réseau d'indice va favoriser le couplage de mode d'ordre supérieur au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente. Cette hypothèse explique l'apparition de mode d'ordre supérieur par l'apparition d'un réseau d'indice induit par la température mais ne rend pas compte de la dynamique du phénomène. Comme l'ont montré Hansen et al. [53], le réseau d'indice et le motif d'interférence étant en phase aucun couplage efficace n'est possible.

Il faut attendre Hansen et al. [54] pour voir apparaître l'hypothèse d'un réseau d'indice dynamique permettant une explication plausible du phénomène. En effet, l'élaboration du réseau d'indice à faible puissance est quasi sinusoïdale et est en phase avec le motif d'interférence ce qui empêche tout transfert d'énergie du mode fondamental vers des modes d'ordre multiple. A haute puissance, le gradient d'indice devenant, en outre, plus prononcé, les conditions de guidage vont en être modifiées décalant ainsi le motif d'interférence. Cette modification instantanée va engendrer une modification de la charge thermique générant ainsi un nouveau réseau d'indice déphasé par rapport au précédent. Le transfert d'énergie du mode fondamental vers des modes d'ordre supérieur qui en résulte va à son tour changer le motif d'interférence et, par conséquent, le réseau d'indice. Nous voyons donc que le battement de mode est provoqué par un mécanisme complexe liant deux effets dont les dynamiques diffèrent : le phénomène d'interférence instantané et un phénomène thermique plus lent provoquant une oscillation du couplage entre le mode

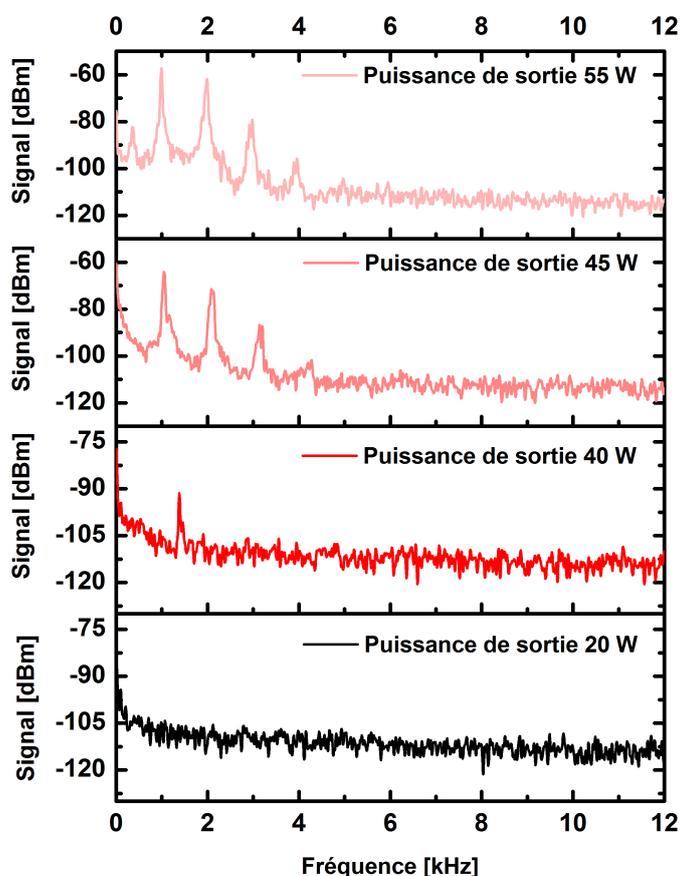


FIGURE 2.22 – Analyse de Fourier du phénomène de battement de mode mesuré en sortie de fibre pour différentes puissances délivrées à 979 nm.

fondamental et les modes d'ordre supérieur à une fréquence voisine du kHz.

La réalisation d'une source haute brillance autour de 980 nm n'est pas chose aisée. Comme nous l'avons vu au cours de ce paragraphe, plusieurs phénomènes, inhérents à l'utilisation de fibre LMA de type PCF ou LPF, limitent l'efficacité, la puissance de sortie et la qualité modale du faisceau délivré. C'est pourquoi, les performances laser des sources que nous avons utilisé au cours de ces travaux de thèse se limitent à 40 watts polarisés et monomodes. L'amélioration de ces performances passe par la compréhension des phénomènes parasites dont nous avons expliqué les origines physiques : création de centres colorés et formation d'un réseau d'indice dynamique.

Plusieurs travaux ont proposé quelques pistes pour repousser le seuil d'apparition de ces phénomènes délétères. Tout d'abord concernant le photonoirissement, bien que plusieurs expériences aient montré [51] qu'il était possible de résorber le nombre de centres colorés par l'injection d'un rayonnement énergétique (typiquement autour de 400 nm), la solution réside dans la chimie des préformes de fibre. Ainsi, la réalisation de fibres alumino-phospho-silicate [95] permet, par une dilution plus importante des ions ytterbium, de limiter la formation d'agrégats et

de réduire le phénomène de photonoircissement. Concernant le battement de mode, bien que des solutions passives aient montré leurs potentiels [62], il n'en reste pas moins que des efforts dans la conception des fibres restent à fournir pour améliorer la discrimination entre le mode fondamental et les modes d'ordre supérieur.

2.3 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre nous avons abordé le concept de pompage à haute brillance appliqué aux matériaux dopés ytterbium. Nous avons montré la pertinence d'un pompage par faisceau monomode dans diverses architectures lasers femtoseconde. En effet, les avantages du pompage à haute brillance sont multiples : tout d'abord, la faible divergence du faisceau de pompe permet de conserver des intensités importantes le long du milieu amplificateur. Dès lors, il devient possible de travailler avec des cristaux longs et faiblement dopés ce qui améliore le comportement thermique de ces derniers. Enfin, le pouvoir de focalisation n'étant limité que par la limite de diffraction, il est avantageux d'utiliser ces sources de pompage dans des milieux requérant de petits faisceaux tels que des oscillateurs à blocage de mode par effet Kerr. Ainsi le pompage à haute brillance présente un intérêt dans toutes les étapes de génération et d'amplification d'impulsion femtoseconde d'une chaîne laser haute cadence et énergétique.

C'est dans ce contexte que nous nous sommes intéressés à la conception et à la réalisation d'une source laser fibrée émettant plusieurs dizaines de watts à la longueur d'onde de 980 nm. Après une description théorique des dynamiques de gain existantes entre les deux longueurs d'onde signal 1030 nm et 980 nm, nous avons montré au travers de simulations numériques l'importance des propriétés opto-géométriques (rapport surfaces gaine/coeur et longueur/absorption) des fibres LMA utilisées pour favoriser l'amplification à 980 nm. Afin d'accroître la puissance tout en préservant une excellente qualité spatiale du faisceau délivré (M^2 proche de 1), nous avons réalisé et caractérisé plusieurs dispositifs utilisant des fibres de large coeur. Ainsi, dans la dernière configuration proposée reposant sur l'utilisation d'une fibre LMA dans une architecture MOPA, nous avons démontré qu'il était possible d'obtenir, dans un faisceau monomode, une puissance en outre de 70 watts à 979 nm. Malheureusement, le photonoircissement et le battement de mode réduisent, après plusieurs heures de fonctionnement, ce niveau de puissance qui s'établit de manière routinière à une valeur de 40 W. Ces deux phénomènes sont également présents à la longueur d'onde signal de 1030 nm mais les propriétés de guidage et les conditions d'amplification à 980 nm, notamment la nécessité de maintenir une inversion de population supérieure à 50%, accentuent les conséquences délétères de ces phénomènes. Les études cherchant à réduire ces effets représentent encore aujourd'hui un champ d'intenses travaux de recherche. A cause de la rigidité des fibres utilisées, les sources développées au cours de ma thèse sont mal adaptées à un marché industriel et sont vouées à rester des sources de laboratoire. Cependant, des efforts dans la conception de fibres souples favorisant l'émission à 980 nm ont été réalisés et permettent aujourd'hui à la société Azur Light Systems de concevoir des sources monomodes à 980 nm. Les performances obtenues ne sont pas aussi élevées que celles présentées ici mais une source commerciale de 15 watts est aujourd'hui disponible sur catalogue et une version prototype de 30 watts a pu être développée dans le cadre de mes travaux de thèse.

Dans ce qui suit, le travail expérimental réalisé au cours de ma thèse s'efforcera de démon-

trer le potentiel du pompage à haute brillance dans différentes architectures laser allant des oscillateurs aux amplificateurs femtosecondes multi-watts de forte récurrence.

Chapitre 3

Application du pompage à forte brillance à la génération d'impulsions ultra brèves

Ce chapitre a pour but de mettre en évidence l'intérêt du pompage à forte brillance dans la réalisation d'oscillateurs extrêmement brefs et de forte puissance moyenne. Dans une première partie, nous nous intéresserons aux mécanismes fondamentaux intervenant dans la génération d'impulsions brèves en insistant particulièrement sur le blocage de modes en phase par effet Kerr et modulation du gain de l'amplificateur. Ce mécanisme, basé sur la modification spatiale du faisceau amplifié dans le canal de gain, nécessite une bonne qualité du faisceau de pompe. Il est donc bien adapté pour mettre en valeur le pompage à forte brillance appliqué aux matériaux ytterbium. La seconde partie traitera de la réalisation expérimentale d'oscillateurs extrêmement brefs et de forte puissance moyenne dans les matériaux amplificateurs Yb : CaF₂ et Yb : CALGO. L'influence de différents paramètres seront étudiés afin de déterminer les limites en termes de durée d'impulsions générées et de puissance délivrée par ce type d'oscillateur fonctionnant en régime solitonique. Enfin la dernière partie explorera un régime de dispersion positive dans l'Yb : CALGO permettant d'ouvrir la voie vers des oscillateurs délivrant des impulsions femtosecondes de fortes énergies.

3.1 Théorie du blocage de modes en phase

D'une manière générale, une cavité laser est constituée d'un nombre de modes propres longitudinaux qui oscillent sans relation de phase particulière entre eux. Ces modes sont séparés en fréquence par ce que l'on nomme l'intervalle spectral libre défini par $\Delta\nu_L = \frac{c}{2L}$, avec c la vitesse de la lumière, et L la longueur de cavité. La cavité laser émet alors de manière continue sur un spectre généralement fin (cf figure 3.1a). Lorsque les différents modes longitudinaux de la cavité sont en phase, l'interférence constructive entre les modes permet alors de générer des impulsions extrêmement brèves (cf figure 3.1b). Le passage du régime continu au régime impulsionnel nécessite un élargissement spectral et une relation de phase entre les composantes spectrales de l'émission produite.

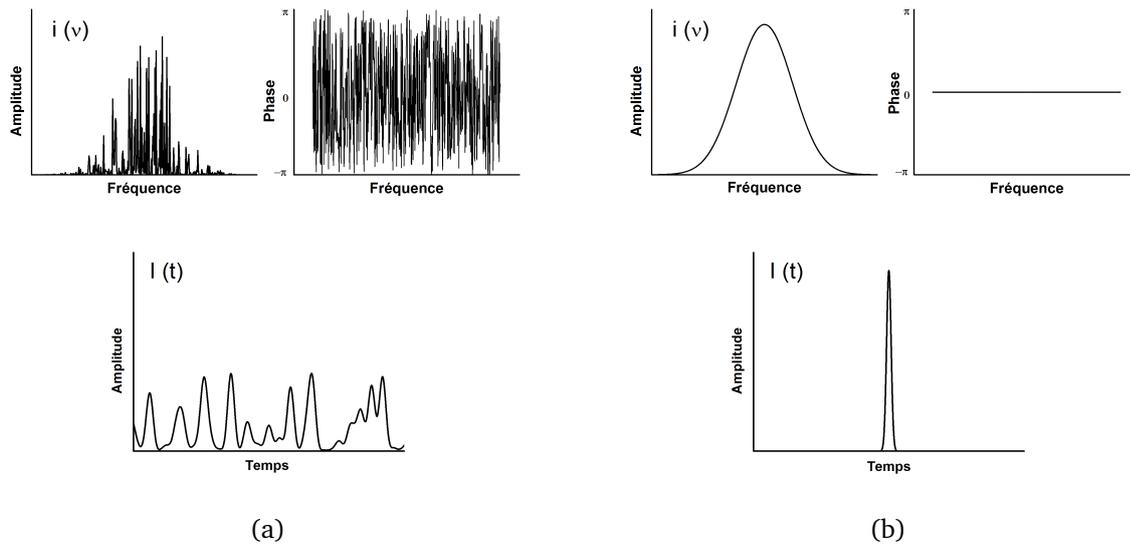


FIGURE 3.1 – Spectres et profils temporels associés dans le cas où la relation de phase des différentes composantes spectrales est (a) aléatoire, (b) constante

Historiquement, c'est une méthode dite active qui a permis de démontrer la mise en phase en plusieurs modes longitudinaux dans un laser He-Ne [55] grâce à l'utilisation d'un modulateur acousto-optique faisant office de porte temporelle. Un peu plus tard, des méthodes passives basées sur l'utilisation d'absorbants saturables ont permis de réduire significativement la durée des impulsions tout en augmentant la fréquence de répétition avec des lasers à colorants [59]. Mais c'est la découverte, en 1991, du blocage de modes par effet Kerr (KLM pour "*Kerr lens mode locking*" en anglais) initialement appelé "*magic mode locking*" qui a ouvert la voie à l'obtention d'impulsions de quelques dizaines de femtosecondes [124]. Par la formation d'une lentille de Kerr jouant le rôle d'un absorbant saturable quasi-instantané et une dispersion contrôlée le long de la cavité, il devient possible de maintenir une relation de phase entre les modes longitudinaux sur un large spectre.

La recherche de durée toujours plus brève a poussé à comprendre les phénomènes physiques intervenant dans la formation de l'impulsion. Aujourd'hui la théorie du blocage de modes à l'aide d'absorbants saturables rapides s'explique particulièrement bien en régime solitonique. Dans ce qui suit, nous allons expliciter les différents mécanismes intervenant dans la formation d'une impulsion brève en régime solitonique et en extraire les éléments essentiels à la réalisation de sources ultra brèves. Dans cette section nous nous appuyerons sur les ouvrages de référence [68] que nous conseillons pour tous les lecteurs avides de plus amples détails sur le sujet.

3.1.1 L'équation maîtresse du blocage de mode

Depuis les trente dernières années, un modèle unifié sur la génération d'impulsions ultra brèves a pu être développé. Dans ce paragraphe, nous résumerons les principales clefs nécessaires à la compréhension du blocage de mode dans une cavité laser en nous limitant cependant au cas d'un absorbant saturable rapide. Même si l'équation maîtresse permet de décrire le blocage de

mode actif par des absorbants saturables lents, il n'en reste pas moins que dans les oscillateurs ultra brefs, seuls les absorbants saturables rapides (voir instantanés) permettent de générer des impulsions de durée sub-100 fs. De manière simplifiée, le schéma 3.2 présente les différentes contributions physiques intervenant dans le blocage de mode passif d'un oscillateur.

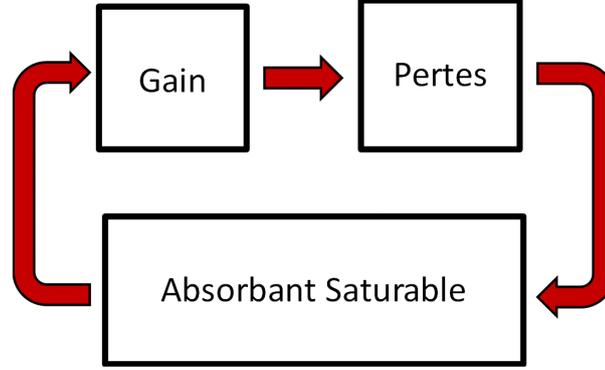


FIGURE 3.2 – Schéma simplifié d'un oscillateur à blocage de mode passif

Entre les deux miroirs qui forment la cavité sont placés : un milieu amplificateur, un élément optique (en général un miroir partiellement réfléchissant) permettant une extraction partielle de l'énergie de l'impulsion piégée dans la cavité, et enfin un absorbant saturable rapide. Nous introduisons $a(t)$ l'amplitude du champ électrique de l'impulsion où t est un temps local exprimé dans le référentiel de l'impulsion, et $a(t + T_r)$ l'amplitude du champ électrique de l'impulsion après un aller-retour dans la cavité. Les pertes par aller-retour de la cavité laser (assumées indépendantes en fréquence) sont décrites par le facteur l_c . En faisant l'hypothèse d'un gain saturé de manière homogène avec une dépendance fréquentielle parabolique autour de sa valeur maximale, le rétrécissement spectral de l'impulsion par le gain du matériau amplificateur s'écrit d'après [68] :

$$\Delta g(\Omega - \Omega_0) = \frac{g}{1 + \left(\frac{\Omega - \Omega_0}{\Omega_g}\right)^2} = g \left[1 - \left(\frac{\Omega - \Omega_0}{\Omega_g}\right)^2 \right] \quad (3.1)$$

où Ω_0 représente la fréquence centrale de l'impulsion, Ω_g la bande de gain du milieu amplificateur. Il n'y a pas de variation temporelle significative du gain à l'échelle de temps de l'impulsion. Cependant, lorsque la puissance intracavité est élevée, le gain de l'amplificateur sature. Dans le domaine de Fourier, le produit $\tilde{a}(\Omega - \Omega_0).g(\Omega - \Omega_0)$ est décrit par l'opérateur.

$$g \left(1 + \frac{1}{\Omega_g^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \quad (3.2)$$

La variation du champ électrique $a(t)$ causée par l'absorbant saturable est donnée par $q(t)a(t)$, où l'absorption $q(t)$ est-elle même modulée par l'intensité $I(t)$ de l'impulsion. Nous pouvons alors modéliser l'absorbant saturable par la relation 3.3 :

$$q(t) = \frac{q_0}{1 + I(t)/I_{sat}} \quad (3.3)$$

Où q_0 représente la perte non saturée, $I(t)$ le profil temporel de l'intensité et I_{sat} l'intensité de

saturation de l'absorbant. Lorsque $I(t)$ est très inférieur à I_{sat} , l'expression 3.3 peut se simplifier pour donner :

$$q(t) = q_0 - \frac{q_0 I(t)}{I_{sat}} = q_0 - \frac{q_0 |a(t)|^2}{I_{sat} A_{eff}} \equiv q_0 - \gamma |a(t)|^2 \quad (3.4)$$

Où γ est le coefficient d'automodulation d'amplitude, A_{eff} l'aire effective du mode d'amplitude normalisée $|a(t)|^2$. Finalement, les variations d'amplitude à chaque aller-retour dans la cavité laser peuvent s'écrire sous la forme de l'équation 3.5 :

$$a(t + T_r) - a(t) = (g - l)a + D_g \frac{\partial^2}{\partial t^2} a + \gamma |a|^2 a \quad (3.5)$$

Où $l = l_c + q_0$ représente les pertes totales non saturées indépendantes en fréquence et $D_g = g/\Omega_g^2$. En régime stationnaire, (ie $a(t + T_r) - a(t) = 0$) la solution analytique de l'équation 3.5 est une sécante hyperbolique :

$$a(t) = A_0 \operatorname{sech}(t/\tau) \quad (3.6)$$

Avec

$$\frac{1}{A_0^2 \tau^2} = \frac{\gamma}{2D_g} \quad (3.7)$$

Et

$$\frac{1}{\tau^2} = \frac{l - g}{D_g} \quad (3.8)$$

Ainsi, le gain net qui précède et qui suit l'impulsion est négatif. Il devient positif lorsque la saturation de l'absorbant apparaît c'est à dire à proximité du maximum d'intensité de l'impulsion. Pour un absorbant totalement saturé, $q_0 = \gamma A_0^2$, la durée ultime atteignable est alors donnée par la relation 3.9 :

$$\tau = \frac{2}{\Omega_g} \sqrt{\frac{g}{q_0}} \quad (3.9)$$

Nous noterons que la durée finale de l'impulsion dépend des pertes non saturées et du niveau de la saturation du gain amplificateur. Par conséquent, en régime stationnaire l'intensité intracavité varie peu au cours d'un aller-retour (échelle T_r), tandis que les surintensités temporelles sont favorisées par l'absorbant saturable. L'énergie se concentre dans le pic prépondérant, le fond continu diminue, jusqu'à produire une impulsion unique se propageant dans la cavité.

Au travers de quelques équations et approximations, nous venons de voir le principal mécanisme permettant le blocage de mode dans une cavité laser. En ajoutant un absorbant saturable dans une cavité laser, la dynamique temporelle du gain net est à l'origine de l'établissement d'un régime impulsif et plus spécifiquement la dynamique temporelle des pertes liées à l'absorbant saturable.

3.1.2 Le régime solitonique

L'équation maîtresse 3.5, commentée précédemment, décrit parfaitement le mécanisme d'automodulation d'amplitude permettant l'établissement d'un régime impulsif. Au fur et mesure que les impulsions se raccourcissent, il devient nécessaire de prendre en considération

d'autres phénomènes tels que l'automodulation de phase générée par l'effet Kerr et la dispersion des matériaux. Des conditions sur la phase de l'impulsion sont alors ajoutées à l'équation maîtresse pour obtenir un régime stationnaire. Avant de compléter l'équation, nous décrivons brièvement ces phénomènes que sont l'automodulation de phase et la dispersion.

3.1.2.1 L'automodulation de phase

Dans une cavité laser, l'impulsion créée et circulant dans la cavité peut atteindre une intensité crête suffisante pour générer des effets non-linéaires tel que l'effet Kerr. Cet effet se traduit par une modification de la phase spatiale et temporelle de l'impulsion. Dans le domaine temporel, la dépendance de l'indice de réfraction n d'un matériau lorsque qu'une impulsion d'intensité $I(t)$ le traverse s'écrit :

$$n = n_0 + \bar{n}_2 I(t) \quad (3.10)$$

Où \bar{n}_2 est l'indice de réfraction non linéaire du matériau traversé. Au cours de sa propagation sur une distance L , l'impulsion va acquérir une phase non-linéaire ϕ_{NL} :

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}_2 I(t) L = \frac{2\pi}{\lambda} \bar{n}_2 L \frac{P}{S} = \delta P \quad (3.11)$$

Où S est la section du faisceau, P la puissance crête et δ le coefficient de non linéarité. Dans l'approximation de l'enveloppe lentement variable, la fréquence instantanée de l'impulsion $\Omega(t)$ est définie comme la dérivée temporelle de la phase et la présence d'effets non linéaires enrichit les composantes spectrales de l'impulsion suivant la relation :

$$\Delta\Omega(t) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial t} \quad (3.12)$$

Pour de fortes intensités, le décalage en fréquence $\Delta\Omega$ peut excéder la bande spectrale initiale de l'impulsion. L'expression 3.12 fait également apparaître une dérive de fréquence des composantes spectrales nouvellement créées. Pour un indice non linéaire positif, l'impulsion voit son front avant s'enrichir en composantes "rouges" alors que le front arrière sera agrémenté de composantes "bleues". La figure 3.3 illustre les modifications induites par l'automodulation de phase d'un champ électrique suffisamment intense. La contribution de l'automodulation de phase sur l'impulsion se propageant dans la cavité laser peut s'exprimer ainsi :

$$\frac{\partial a}{\partial z} = -i\delta|a|^2 a. \quad (3.13)$$

Sous l'effet de l'automodulation de phase, le spectre de l'impulsion se voit enrichi alors que l'enveloppe temporelle reste constante (en négligeant la dispersion du matériau traversé) mais l'impulsion n'est plus limitée par transformée de Fourier. Il sera donc possible, par un mécanisme de compensation de la phase accumulée par effet Kerr, de raccourcir la durée des impulsions ainsi obtenues.

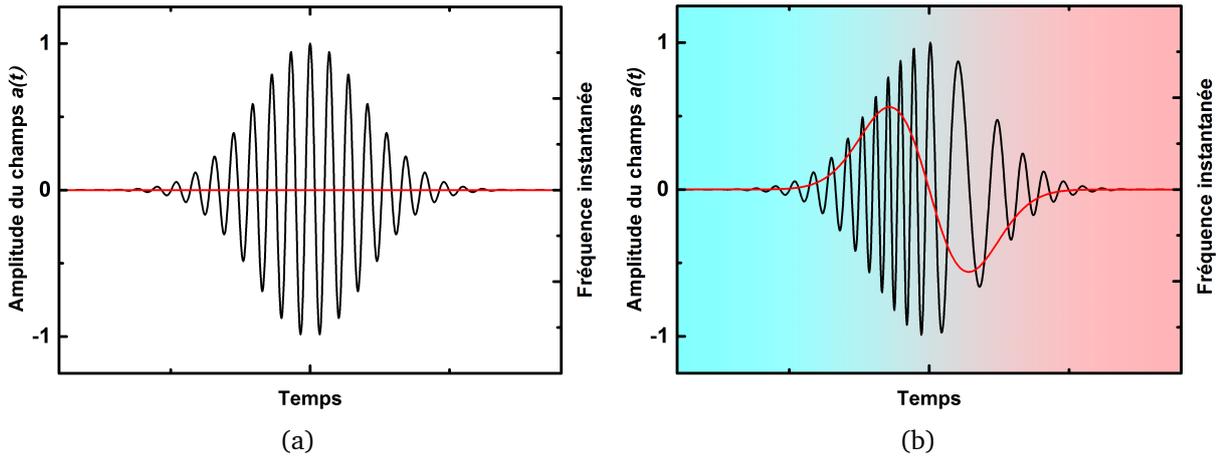


FIGURE 3.3 – Effet de l’automodulation de phase sur une impulsion brève : Des composantes spectrales apparaissent, "bleues" sur le front montant, "rouges" sur le front descendant, la durée de l’impulsion n’est pas modifiée.

3.1.2.2 La dispersion

La dispersion joue un rôle très important dans la génération d’impulsions ultra courtes. Si une onde électromagnétique de pulsation ω traverse un milieu d’indice $n(\omega)$ et de longueur L , elle subit un déphasage suivant la relation :

$$\beta = \frac{\omega}{c}n(\omega)L \quad (3.14)$$

Avec c la célérité de la lumière dans le vide. Lorsque l’indice varie en fonction de ω , un déphasage entre les différentes composantes spectrales va s’opérer. L’enveloppe temporelle de l’impulsion laser, somme des différentes composantes laser, en est alors modifiée. Si l’indice $n(\omega)$ varie lentement sur l’étendue spectrale de l’impulsion, la constante de propagation $k(\omega) = \omega n(\omega)/c$ peut alors se décomposer en série de Taylor autour de la pulsation centrale ω_0 de la façon suivante :

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}k''(\omega - \omega_0)^2 + \text{termes d'ordre supérieur}. \quad (3.15)$$

Où $k' = \partial k/\partial \omega = 1/v_g$ est l’inverse de la vitesse de groupe et $k'' = (\partial/\partial \omega)(1/v_g)$ représente la dispersion de vitesse de groupe. Les deux premiers termes de cette expression n’ont pas d’influence sur l’allure temporelle de l’impulsion et seuls les dérivés de l’indice de réfraction supérieures ou égales à 2 sont considérées dans ce qui suit. Nous définissons la dispersion d’ordre 2 et 3 du milieu de longueur L par β_2 et β_3 respectivement en fs^2 et fs^3 .

$$\beta_2 = k''(\omega)L \quad (3.16)$$

$$\beta_3 = k'''(\omega)L \quad (3.17)$$

Dans un milieu dispersif, les différentes composantes spectrales d’une impulsion vont se propager à des vitesses différentes élargissant temporellement l’impulsion. Par convention, une dispersion

est dite normale lorsqu'elle est positive et anormale lorsque $\beta_2 < 0$. Le tableau 3.1 illustre les différentes valeurs k'' et k''' des matériaux utilisés lors de ces travaux. Plus le support spectral de

Matériaux	k'' ($fs^2.cm^{-1}$)	k''' ($fs^3.cm^{-1}$)	Références
Yb : CaF ₂	181	205	[7]
Yb : CALGO a	496		[7]
Yb : CALGO c	472		[7]
Silice	182	420	[28]
SF10	1016	1009	[28]

TABLE 3.1 – Tableau récapitulatif des dispersion d'ordre 2 (GVD) et 3 (TOD) de différents matériaux utilisés à la longueur d'onde centrale de 1040 nm.

l'impulsion est large et plus les termes de dispersion d'ordre supérieur vont affecter l'enveloppe temporelle de l'impulsion. Pour une impulsion de profil temporel gaussien dont la durée τ_{p0} est

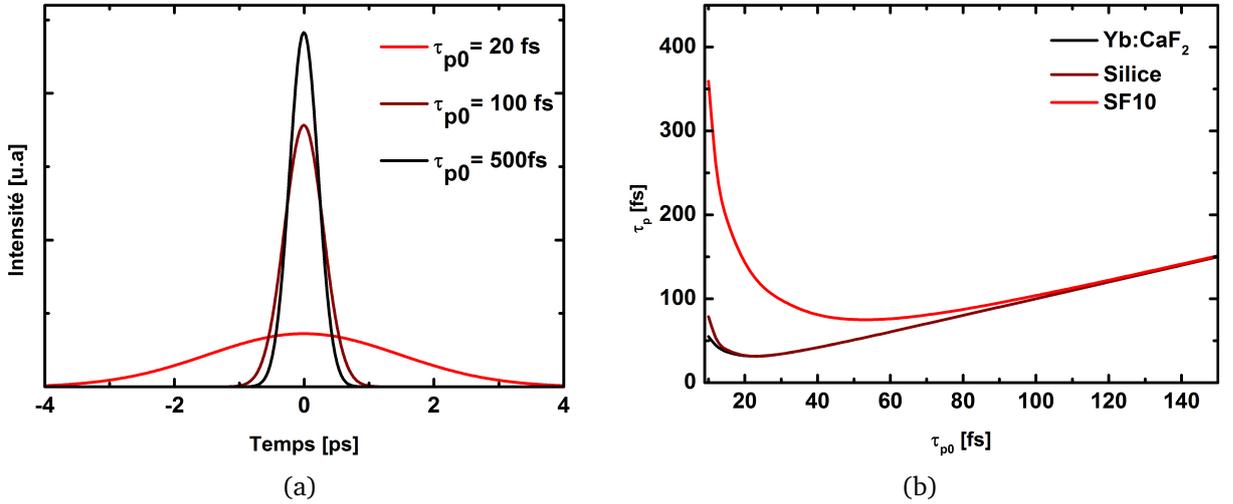


FIGURE 3.4 – (a) Influence de la dispersion d'un mètre de silice sur la durée d'une impulsion. (b) Modification de la durée d'une impulsion après la traversé de 1 cm de divers matériaux en fonction de sa durée initiale.

limitée par transformée de Fourier, l'évolution de sa durée après la traversé d'un milieu dispersif est donnée par la relation suivante :

$$\tau_p = \tau_{p0} \sqrt{1 + \left(\frac{2\beta_2}{\tau_{p0}^2}\right)^2} \quad (3.18)$$

Où τ_{p0} et τ_p sont les durées en 1/e du champ électrique. Au premier ordre, l'effet de la dispersion sur l'enveloppe du champ électrique peut être modélisée par l'équation 3.19 :

$$\frac{\partial a}{\partial z} = i\beta_2 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + \text{termes d'ordre supérieur} \quad (3.19)$$

L'effet de la dispersion des matériaux traversés sur la durée des impulsions femtosecondes est illustré sur la figure 3.4. L'allongement temporel des impulsions est d'autant plus important que l'impulsion initiale est brève.

3.1.2.3 Équation non linéaire de Schrödinger

De ces deux contributions que sont la dispersion et l'automodulation de phase, nous pouvons étendre l'équation maîtresse de Haus par :

$$\frac{1}{T_r} \frac{\partial}{\partial T} a = (g - l)a + (D_g - i\beta_{2tot}) \frac{\partial^2}{\partial t^2} a + (\gamma + i\delta)|a|^2 a \quad (3.20)$$

Où β_{2tot} représente la somme de toutes les dispersions d'ordre deux ($GDD = GVD.L$) apportées par chacun des éléments dispersifs de la cavité : elle peut être positive, nulle ou négative suivant les configurations. En considérant de faibles modulations d'amplitude et en négligeant le filtrage spectral par le gain ainsi que les effets dissipatifs l'équation 3.20 peut s'écrire sous la forme 3.21 :

$$\frac{1}{T_r} \frac{\partial a}{\partial z} = -i\beta_{2tot} \frac{\partial^2}{\partial t^2} a + i\delta|a|^2 a \quad (3.21)$$

Cette simplification permet de mettre en évidence une équation non linéaire de Schrödinger dont la solution exacte, lorsque la dispersion totale $\beta_{2tot} < 0$, est un soliton [3] dont l'enveloppe $a(t)$ est :

$$a(t) = \sqrt{\frac{E}{2\tau}} \operatorname{sech}(t/\tau) \quad (3.22)$$

Où E est l'énergie contenue dans le soliton et τ la durée de l'impulsion reliée par la relation :

$$E = 1.76|\beta_{2tot}|/\delta\tau \quad (3.23)$$

Ainsi ces expressions indiquent que pour une énergie E donnée, la dispersion β_2 qui compense l'effet de l'automodulation de phase δ est proportionnelle à la durée τ de l'impulsion. De même, pour une dispersion β_2 donnée, la durée τ de l'impulsion est inversement proportionnel à l'énergie E de l'impulsion intracavité. Cette durée est cependant limitée par la bande de gain Ω_g du matériau amplificateur et l'automodulation de phase créée. Si le rapport entre énergie intracavité E et la dispersion β_{2tot} correspond à une durée non accessible car trop courte, un régime multi-solitonique apparaît (N impulsions piégées dans la cavité) et chaque impulsion d'énergie E/N vérifie l'équation 3.23.

En tenant compte des mécanismes que sont la dispersion et l'automodulation de phase, les conditions pour obtenir un régime impulsif sont devenues plus complexes puisqu'il faut maintenant tenir compte des conditions de stationnarité sur la phase spectrale des impulsions après un aller-retour dans la cavité. Cela se traduit par le fait que la dispersion introduite par la cavité doit précisément compenser la phase induite par l'automodulation de phase. De ce constat et en utilisant la relation 3.23, nous pouvons déterminer la dispersion négative β_{2comp} nécessaire à la compensation de l'automodulation de phase et à la dispersion du matériau :

$$\beta_{2comp} = \beta_{2matériau} - \frac{\delta E \tau}{1.76} \quad (3.24)$$

Nous verrons dans le paragraphe suivant comment introduire une dispersion négative à l'aide de prismes ou de miroirs dispersifs. De manière synthétique, les différents mécanismes contribuant à l'établissement d'un régime solitonique sont reportés sur la figure 3.5 :

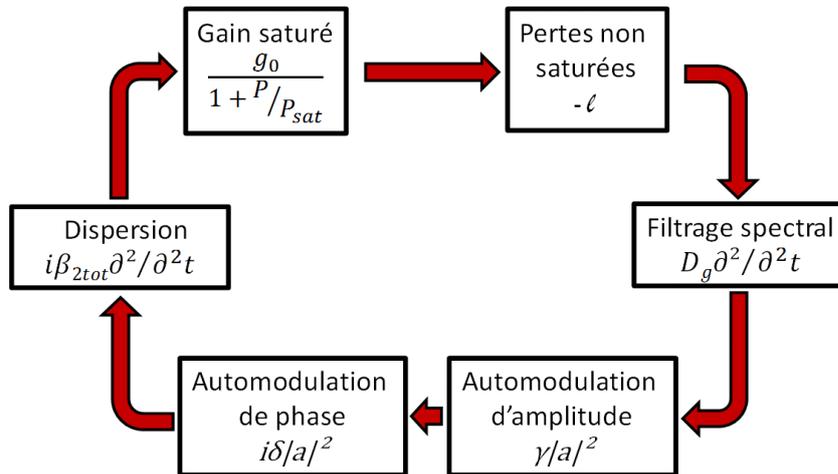


FIGURE 3.5 – Représentation schématique des différents mécanismes contribuant à l'établissement d'un régime solitonique

3.2 Conception d'un oscillateur à blocage de mode

Dans cette section, nous nous efforcerons de donner les clefs de la conception que nous avons utilisées pour la réalisation d'oscillateurs ultra brefs. Plus spécifiquement, nous détaillerons les différentes techniques de blocage de modes ainsi que les bases de la conception d'un oscillateur utilisant une lentille de Kerr pour stabiliser le régime impulsionnel sans l'aide de fente.

3.2.1 Mécanismes de modulation d'amplitude : Lentille de Kerr ou SESAMs ?

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent, la mise en phase des modes longitudinaux de la cavité requiert l'utilisation d'un absorbant saturable adapté. Aujourd'hui, la production d'impulsions brèves (< 100 fs) s'effectue soit par l'utilisation de l'effet Kerr soit par la présence d'un SESAM (ie. *SE*micronductors *S*aturable *A*bsorber *M*irror).

3.2.1.1 Le SESAM

Les SESAMs sont des absorbants saturables à base de semi-conducteur. Ces miroirs ont une réflectivité qui dépend de la fluence de l'impulsion incidente. De cette manière, plus l'impulsion sera intense et plus le SESAM sera réfléchissant (courbe noire figure 3.6). Cela permet de favoriser le régime impulsionnel en diminuant les pertes de la cavité. Les SESAMs sont des éléments constitués d'une superposition de miroirs de Bragg en semi-conducteur composés en grande

partie par des couches de GaAs/AlAs. Un revêtement diélectrique partiellement réfléchissant est parfois apposé sur le semi-conducteur ou simplement une interface GaAs/Air. C'est entre ces deux couches que l'absorbant saturable, composé de multi-puits quantiques, est intégré. En 1992, le groupe d'Ursula Keller [70] a réalisé pour la première fois ce type de composants optiques et démontré son fonctionnement dans une cavité utilisant le Nd :YLF. Aujourd'hui, ces composants équipent la plupart des lasers femtosecondes industriels. Ils possèdent l'avantage de reposer sur une technologie maîtrisée, de proposer des paramètres optiques ajustables afin de s'adapter à différents types de configuration (matériaux, gain, durée d'impulsion...) et de faciliter grandement l'obtention du régime impulsionnel. En choisissant bien les paramètres du SESAM, le régime impulsionnel est auto-démarrant.

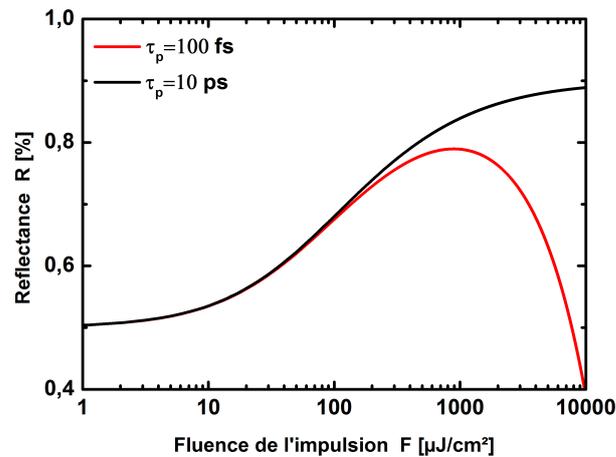


FIGURE 3.6 – Reflectance d'un SESAM en fonction de la fluence de l'impulsion incidente pour des durées d'impulsions de 10 ps en noir et 100 fs en rouge.

Cependant ces composants possèdent également quelques défauts pour la génération d'impulsions ultra brèves. En effet, cet élément étant basé sur la technologie des semi-conducteurs, il est sensible au temps de recombinaison (typiquement 500 fs) des paires électrons trous qui n'est pas instantané (cf figure 3.8a) même s'il a été démontré que des impulsions générées à l'aide de SESAM pouvaient avoir une durée inférieure à cette constante de recombinaison. Cependant, ces éléments ont généralement une bande spectrale limitée même si cela tend à s'améliorer [83]. Enfin, pour de trop fortes fluences, un processus de conversion à deux photons peut ajouter des pertes supplémentaires et réduire l'effet de modulation d'amplitude (cf. figure 3.6 courbe rouge) pouvant aller jusqu'à l'endommagement du composant.

3.2.1.2 La lentille de Kerr

Pour les lasers en espace libre, l'effet Kerr peut être assimilé à un absorbant saturable instantané. En effet, la propagation d'une impulsion suffisamment intense à travers un milieu d'indice de réfraction n va provoquer une modification de $n(r)$ suivant le profil spatial de l'intensité de l'impulsion.

$$n(r) = n_0 + \bar{n}_2 I(r) \quad (3.25)$$

En supposant une distribution gaussienne de l'intensité, le faisceau acquiert alors un déphasage radial égal à :

$$\delta\phi_{Kerr}(r) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 I_0 L \exp^{-2\frac{r^2}{w^2}} \quad (3.26)$$

Où I_0 est l'intensité sur l'axe, w est le rayon du faisceau en $1/e$ et L l'épaisseur du milieu traversé. Au premier ordre, cette expression peut être approximée par une fonction parabolique de $\frac{r^2}{w^2}$ et le déphasage induit va s'apparenter à celui d'une lentille mince :

$$\delta\phi_{lentille} = \frac{-2\pi}{\lambda} \frac{r^2}{2f_{Kerr}} \quad (3.27)$$

dont la distance focale équivalente s'écrit :

$$f_{Kerr} = \frac{w^2}{4n_2 I_0 L} \quad (3.28)$$

L'autofocalisation induite par l'effet Kerr du faisceau laser traversant un matériau va modifier sa propagation dans la cavité. Il est donc possible de rendre la cavité plus stable en régime impulsionnel qu'en régime continu. Cette discrimination du régime impulsionnel par rapport au régime continu doit être accentuée par une modulation de gains ou de pertes. Deux techniques sont généralement utilisées et sont représentées en figure 3.7. Une première technique consiste à insérer une fente dans la cavité et à faire en sorte que l'effet Kerr réduise les pertes par diffraction. C'est donc, comme pour l'utilisation du SESAM, une modulation d'amplitude par ajout de pertes lorsque le régime de l'oscillateur est continu. Une autre technique plus avantageuse consiste à faire en sorte que dans le milieu amplificateur le recouvrement spatial entre le faisceau de pompe et le mode laser soit meilleur en régime impulsionnel qu'en régime continu. Ainsi le régime impulsionnel "voit" un gain net supérieur au gain du régime continu. Cette modulation d'amplitude par le gain permet d'accroître la puissance moyenne délivrée par l'oscillateur.

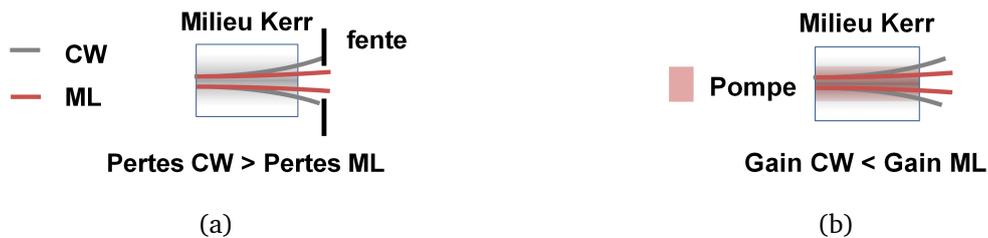


FIGURE 3.7 – (a) Modulation d'amplitude par effet Kerr grâce à l'ajout de perte (ie. *hard aperture*), (b) Modulation d'amplitude par effet Kerr grâce à une discrimination par le canal de gain (ie. *soft aperture*)

Dans les deux cas, le gain net en régime impulsionnel est plus important qu'en régime continu. La lentille de Kerr induite est équivalente à un absorbant saturable instantané. Plus l'intensité lumineuse sera grande et plus l'effet d'autofocalisation sera important.

Le fait que la modulation d'amplitude soit instantanée (cf figure 3.8b) et indépendante de la longueur d'onde ou d'un temps de recombinaison font du blocage de modes par effet Kerr la technique la plus favorable à la génération d'impulsions les plus brèves.



FIGURE 3.8 – Méthode de verrouillage de modes en phase passif dans le cas d'un gain saturé. (a) : Cas d'un absorbant saturable lent, le SESAM. (b) : Cas d'un absorbant saturable rapide, la lentille de Kerr. Figure extraite de [69].

Cependant la technique n'est pas dépourvue d'inconvénients qui vont rendre plus difficile sa mise en oeuvre. En effet, la discrimination spatiale inhérente au fonctionnement des oscillateurs KLM les rend très sensible à l'alignement et en particulier lorsqu'on opère l'oscillateur en régime de modulation de gain. De plus, un soin particulier doit être apporté dans la conception de la cavité et dans l'estimation de la lentille de Kerr afin d'obtenir une forte discrimination des régimes associés à la génération d'impulsions femtosecondes.

Attention toutefois, l'effet Kerr peut également être dommageable au-delà d'un certain seuil. En effet, lorsque l'impulsion atteint une puissance critique P_{cr} définie par l'expression 3.29 et que le matériau traversé est plus long que la distance d'autofocalisation z_{cr} , il peut y avoir une filamentation du faisceau lors de la traversée du milieu amplificateur conduisant généralement à l'endommagement de ce dernier.

$$P_{cr} = \frac{1.89\lambda^2}{4\pi n_0 n_2}, \quad z_{cr} = \frac{Zr}{\sqrt{\frac{P}{P_{cr}-1}}} \quad (3.29)$$

Nous avons résumé dans cette section, les différents avantages des principales techniques de modulation d'amplitude permettant l'établissement d'un régime impulsionnel. Pour la génération d'impulsions ultra-brèves ($< 50\text{fs}$), l'utilisation de l'effet Kerr est plus adapté et permet d'effectuer une modulation de gain lorsque le faisceau de pompe utilisé est d'excellente qualité spatiale. Posons-nous maintenant la question concrète de la conception de ce type d'oscillateur.

3.2.2 Conception d'une cavité à blocage de mode par effet Kerr sans fente

3.2.2.1 Stabilité d'une cavité laser en régime continu

Le blocage de mode par effet Kerr nécessite une bonne compréhension des phénomènes qui interviennent lors de l'établissement du régime impulsionnel. De la conception de la cavité laser dépendent les caractéristiques optiques des impulsions produites. Nous rappelons ici, de manière succincte, les éléments prérequis essentiels à la réalisation d'une cavité stable. En optique

gaussienne, la description des caractéristiques du faisceau peut s'effectuer au travers du rayon de courbure complexe $q(z)$ suivant la relation 3.30 :

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} + \frac{i\lambda}{\pi w(z)^2} \quad (3.30)$$

Où la partie réelle détermine le rayon de courbure du front d'onde du faisceau gaussien et la partie imaginaire détermine le rayon w (en $1/e^2$ de l'intensité) pour une longueur d'onde λ .

Avec le formalisme ABCD, chaque élément d'une cavité laser peut être représenté par une matrice M qui lui est propre. La propagation du faisceau gaussien de l'élément i à $i + 1$ se fait simplement en appliquant la matrice de transfert $M = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix}$ à q de telle sorte que :

$$q_{i+1} = \frac{Aq_i + B}{Cq_i + D} \quad (3.31)$$

Le tableau 3.2 reprend les matrices de transfert des éléments composant une cavité laser :

Élément optique	Matrice ABCD
Espace libre de longueur L	$\begin{pmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Miroir de rayon de courbure R orienté suivant l'angle θ , plan sagittal	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2 \cos \theta}{R} & 1 \end{pmatrix}$
Miroir de rayon de courbure R orienté suivant l'angle θ , plan tangentiel	$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{-2}{R \cos \theta} & 1 \end{pmatrix}$
Lame à brewster d'indice n et d'épaisseur d , plan sagittal	$\begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$
Lame à brewster d'indice n et d'épaisseur d , plan tangentiel	$\begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n^3} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$

TABLE 3.2 – Matrice ABCD de différents éléments optiques

En multipliant les matrices M des différents éléments N constituant la cavité, il est possible de déterminer la matrice globale de la cavité :

$$M_{cav} = \prod_{i=N}^1 M \quad (3.32)$$

En appliquant la relation 3.31 à la matrice de transfert de la cavité M_{cav} , les conditions de stabilité imposent qu'à chaque aller-retour $q_i = q_{i+1}$ avec i le nombre aller-retour. La cavité doit alors satisfaire la condition de stabilité donnée par 3.33 pour conserver un faisceau se propageant proche de l'axe optique lorsque i tend vers l'infini :

$$-1 \leq \frac{A+D}{2} \leq 1 \quad (3.33)$$

Les éléments A et D de la cavité doivent être évalués pour définir la stabilité de la cavité. La cavité est dite en limite de stabilité lorsque $(A+D)/2$ est proche de ± 1 . Lorsque cette somme est proche de 0, la cavité est moins sensible au désalignement.

Connaissant la matrice de transfert de chaque élément, il est possible de déterminer la taille du faisceau en chacun des points de la cavité. Prenons l'exemple d'une cavité en X représentée par la figure 3.9

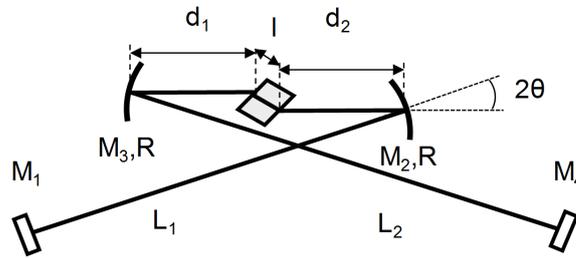


FIGURE 3.9 – Cavité en X avec M_1 et M_2 , des miroirs de rayon de courbure R utilisés à un angle θ , et l le longueur du matériau amplificateur placé entre les deux miroirs sphériques.

Pour déterminer la configuration optimale au bon fonctionnement de la cavité laser, il est utile de faire une étude paramétrique sur les conditions de stabilité et les tailles de faisceaux intra-cavité. Ainsi, les figures 3.10 tracent la variation de la taille du mode laser en M_1 en fonction la distance d_2 dans le cas où $L_1 = L_2$ et $L_1 \neq L_2$. Le rayon de courbure des miroirs sphériques est $R = 100 \text{ mm}$ et sont utilisés à un angle d'incidence $\theta = 8$, la longueur du matériau amplificateur orienté à Brewster est $l = 5 \text{ mm}$, son indice de réfraction est $n = 1.43$ et la distance $d_1 = 50 \text{ mm}$.

Les zones σ_1 et σ_1 représentent les limites de stabilité en régime continu. La cavité symétrique $L_1 = L_2$ (cf figure 3.10a) offre une plus grande plage de stabilité en régime continu que la seconde configuration. Or, pour établir un régime impulsionnel par effet Kerr, il faut au contraire, faire en sorte que le régime continu soit en limite de stabilité. Bien que ces deux configurations aient donné lieu à l'établissement d'un régime KLM [16], la configuration asymétrique offre des zones d'instabilités plus marquées et donc plus facile à observer expérimentalement. Dans la suite de nos travaux, nous ne considérerons essentiellement que des cavités asymétriques dont le rapport $L_1/L_2 = 2/3$ [11].

3.2.2.2 Stabilité d'une cavité laser en régime impulsionnel

Pour faire en sorte que le régime impulsionnel puisse s'amorcer et suppléer le régime continu, il est nécessaire que la cavité en régime continu soit en limite de stabilité et qu'elle soit plus stable une fois l'impulsion générée. Il faut donc s'assurer que lors du régime transitoire continu-

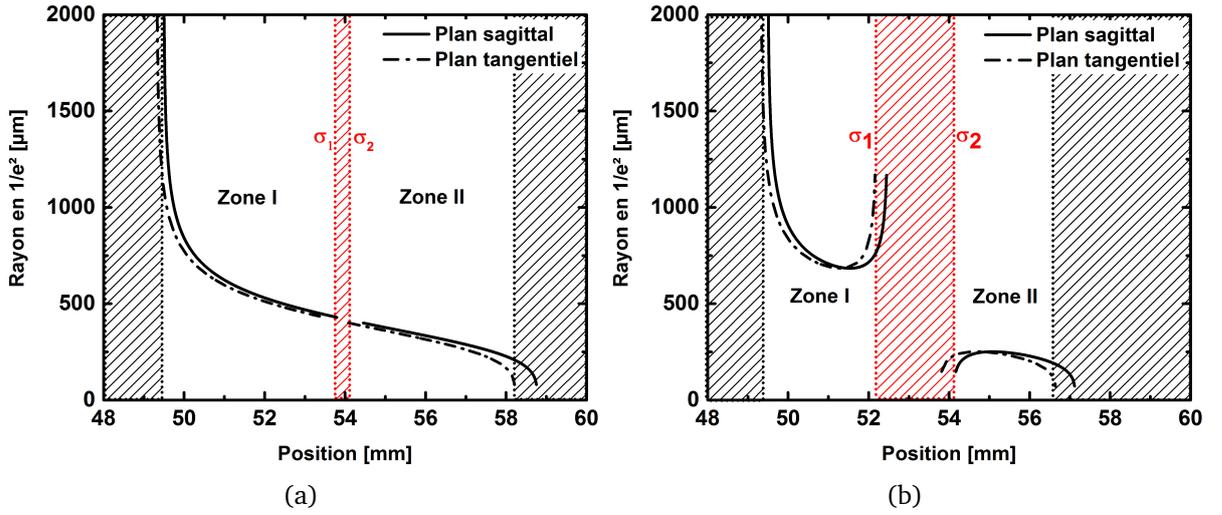


FIGURE 3.10 – Diagramme de stabilité en fonction de la longueur d_2 avec (a) $L_1 = L_2 = 600\text{mm}$, (b) $L_1 = 600\text{mm}$ et $L_2 = 900\text{mm}$

impulsionnel, la cavité devienne plus stable à mesure que l'intensité de l'impulsion croît. Pour cela, nous utilisons le formalisme ABCD afin d'établir une matrice de transfert équivalente à un milieu dont le profil d'indice suit une variation parabolique de la forme :

$$n(r) = n'_0 \left(1 - \frac{1}{2} \mathfrak{K}^2 r^2\right) \quad (3.34)$$

Avec

$$n'_0 = n_0 + \bar{n}_2 I_0 L \quad \text{et} \quad \mathfrak{K} = \frac{1}{w_s w_t} \sqrt{\frac{8 \bar{n}_2 P}{n'_0 \pi}} \quad (3.35)$$

Avec w_s et w_t le rayon du faisceau dans le plan sagittal et tangentiel. Du fait de l'inclinaison à Brewster du milieu amplificateur [9], cette matrice s'écrit :

$$M_{Kerr}(S) = \begin{pmatrix} \cos \mathfrak{K}L & \frac{1}{n'_0 \mathfrak{K}} \sin \mathfrak{K}L \\ -n'_0 \mathfrak{K} \sin \mathfrak{K}L & \cos \mathfrak{K}L \end{pmatrix} \quad M_{Kerr}(T) = \begin{pmatrix} \cos \mathfrak{K}L & \frac{1}{n_0^3 \mathfrak{K}} \sin \mathfrak{K}L \\ -n_0^3 \mathfrak{K} \sin \mathfrak{K}L & \cos \mathfrak{K}L \end{pmatrix} \quad (3.36)$$

Il devient alors possible, grâce aux calculs numériques, de définir pour une intensité donnée le diagramme de stabilité de la cavité et la taille du faisceau intra-cavité en régime impulsionnel. Nous faisons pour cela une hypothèse sur la puissance crête de l'impulsion $P_0 < 0.25 P_{cr}$ qui définit la limite de la modélisation utilisée [9]. Ainsi pour une impulsion de 100 fs et une énergie intracavité de 125 nJ, nous présentons le diagramme de stabilité et les tailles du faisceau dans le milieu amplificateur (cf figure 3.11a) et sur le miroir M_1 (cf figure 3.11b) en fonction de la longueur d_2 pour un indice non-linéaire du milieu amplificateur de $2.10^{-20} \text{W.m}^{-2}$.

De ces diagrammes, nous pouvons faire plusieurs observations :

- l'ajout d'un milieu Kerr a comme conséquence de déplacer les zones de stabilité de la cavité. Les positions d_2 favorables à l'établissement d'un régime impulsionnel vont donc

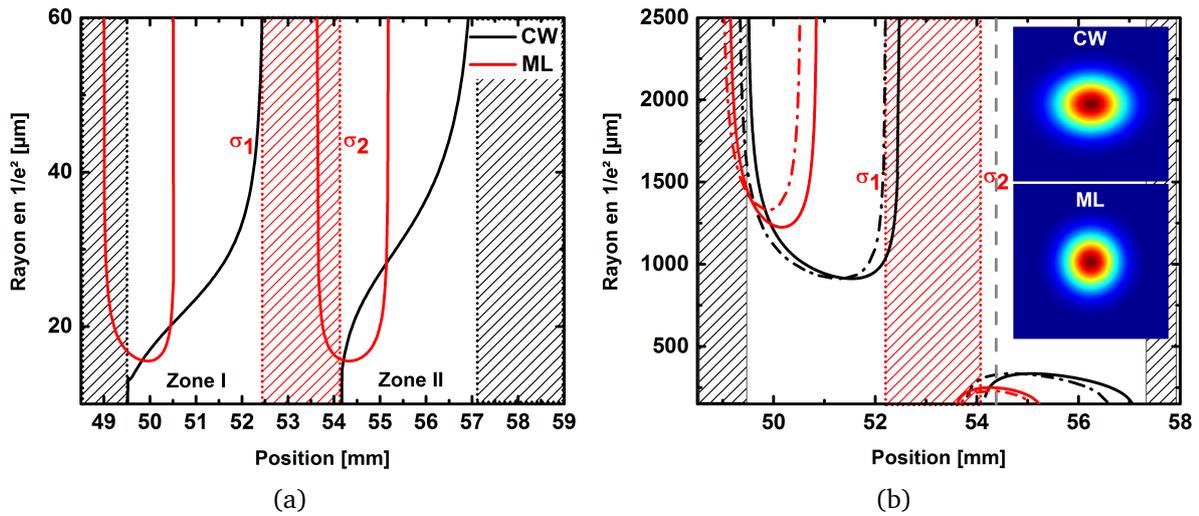


FIGURE 3.11 – Zones de stabilité et tailles du mode en régime CW et ML pour différentes positions d_2 (a) dans le cristal, (b) sur le miroir M_1

être celles qui recouvrent un mode continu en limite de stabilité avec celles où le régime impulsionnel est stable. Nous pouvons dès à présent exclure les positions en limite de stabilité de la zone 1 σ_1 qui ne respectent pas ces conditions.

- Il faut également que la taille du mode en régime impulsionnel soit plus petite qu'en continu. En effet, nous désirons réaliser un oscillateur à blocage de mode sans fente. Il faut donc pouvoir discriminer par le gain, et donc par la taille, le régime ML du CW. Proche de la zone σ_2 , lorsque l'on regarde le diagramme 3.11a, nous observons plusieurs positions respectant cette condition.

- Le régime impulsionnel a la caractéristique de modifier le mode en sortie de cavité. Nous noterons que l'ellipticité du mode tend vers 1 en régime ML (cf. médaillons figure 3.11b) .

Nous traçons l'évolution du paramètre de stabilité en fonction de la lentille de Kerr équivalente pour deux positions d_2 différentes dans la zone II : l'une optimisée pour le CW ($d_2 = 56.5$ mm, courbe noire) et l'autre optimisée pour le régime ML ($d_2 = 54.5$ mm, courbe rouge).

Pour la distance d_2 optimale pour le fonctionnement CW (courbe noire), le régime ML ne peut pas s'établir car la cavité devient de moins en moins stable au fur et à mesure que l'impulsion devient intense. Au contraire, pour une distance d_2 proche de σ_2 , l'établissement du régime impulsionnel est favorisé (courbe rouge). Cependant, une lentille de Kerr équivalente trop courte peut également amener à une cavité instable. Il est donc nécessaire de bien anticiper les caractéristiques optiques des impulsions produites afin de bien ajuster la distance d_2 .

La condition de stabilité du régime impulsionnel est nécessaire mais pas suffisante. Il faut également une condition sur le diamètre du canal de gain en ajustant la taille du mode de pompe de telle sorte que

$$\bar{w}_{CW} > \bar{w}_{Pompe} > \bar{w}_{ML} \quad (3.37)$$

Où $\bar{w}_{CW}, \bar{w}_{Pompe}, \bar{w}_{ML}$ représentent respectivement, la taille moyenne du mode laser en continu, du mode de pompe et du mode laser en régime impulsionnel à l'intérieur du cristal.

Cette condition assure, en première approximation, un gain plus important dans le régime

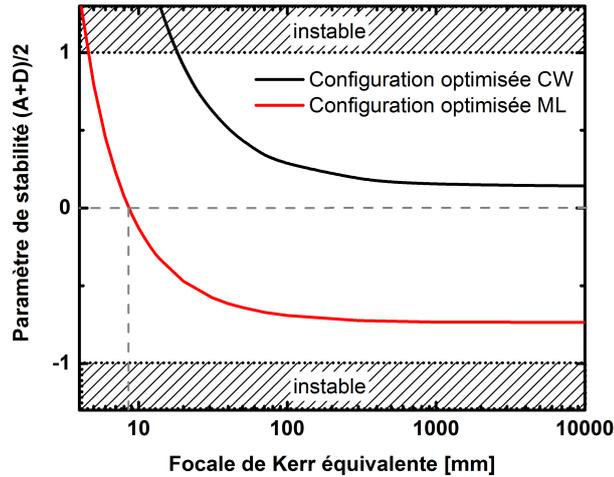


FIGURE 3.12 – Évolution du paramètre de stabilité en régime impulsionnel en fonction de la lentille de Kerr pour deux valeurs de d_2 .

impulsionnel. Nous n'utiliserons que cette condition même si, dans notre cas, la saturation de l'absorption de pompe la complexifie. La figure 3.13 illustre le recouvrement entre le mode de pompe et les modes CW et ML dans la configuration où d_2 est proche de σ_2 .

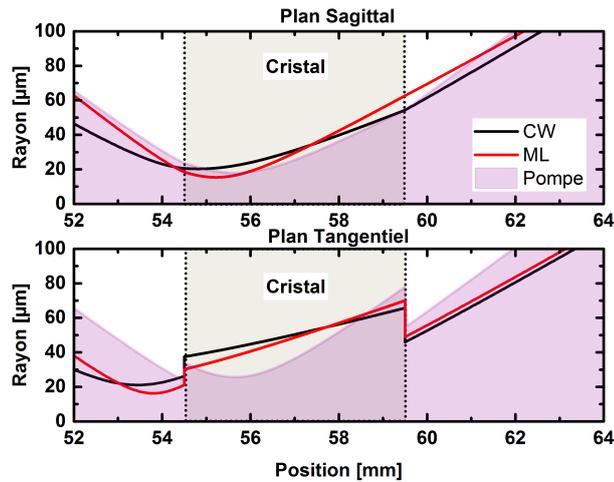


FIGURE 3.13 – Tailles des modes CW, ML et pompe dans le cristal pour les plans sagittal et tangentiel dans la configuration où $d_2 = 54.5$ mm.

A ces conditions de stabilité permettant l'optimisation de la discrimination des régimes continu et impulsionnel, s'ajoutent celles du domaine temporel qui nécessitent une parfaite nullité de la dispersion de vitesse de groupe accumulée après un aller-retour dans la cavité. Dans ce qui suit, nous présentons les différents dispositifs dispersifs utilisés au cours de ces travaux.

3.2.2.3 Les composant dispersifs

Nous avons établi, dans la section 3.1.2.3, les conditions de stabilité sur la dispersion pour que le régime solitonique existe. Ces conditions nous imposent une dispersion de vitesse de groupe

β_{2comp} négative pour compenser l'automodulation de phase ainsi que la dispersion des matériaux traversés. Nous allons discuter à présent des différents dispositifs que nous avons mis en place pour parvenir à compenser la dispersion de la cavité et établir un régime solitonique stable. Pour un oscillateur Yb : CaF₂, dont la longueur du cristal est égale à $L = 5$ mm, l'énergie intracavité $E = 125$ nJ, la durée des impulsions $\tau = 100$ fs et un rayon moyen en $1/e^2$ dans le cristal $w_l = 40$ microns, nous obtenons à partir de l'expression 3.24, $\beta_{comp} \simeq -2000$ fs². Il faut donc utiliser des composants dispersifs capables d'introduire une importante dispersion et ayant une large bande spectrale d'utilisation pour éviter tout filtrage spectral. Enfin, les matériaux amplificateurs utilisés dans ces travaux possèdent des gains par passage relativement faible et des composants dispersifs à faibles pertes seront donc privilégiés.

La paire de prismes

Les matériaux transparents à dispersion positive dans le domaine visible peuvent être utilisés en incidence oblique pour générer une dispersion angulaire du faisceau le traversant. Cette dispersion angulaire peut être transformée en dispersion négative par un jeu de 4 prismes disposés tête bêche (cf. figure 3.14). Dans une cavité laser, le miroir de fond de cavité sert de miroir de repli et seuls deux prismes orientés à angle de Brewster sont utilisés limitant ainsi les pertes. Le faisceau est alors dispersé spatialement sur ce miroir. Ainsi, en jouant sur la distance inter-prisme d (dispersion négative) et l'épaisseur de matériau traversé e (dispersion positive), il devient alors possible d'obtenir une dispersion ajustable.

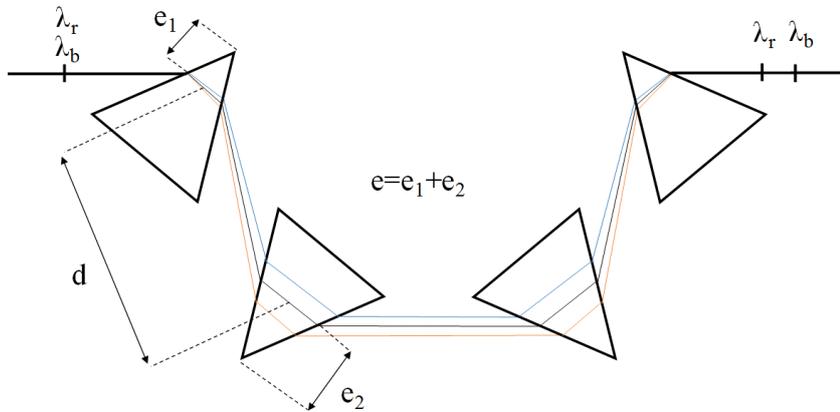


FIGURE 3.14 – Dispositif à 4 prismes tête-bêche à dispersion négative.

La dispersion cumulée du second ordre $\beta_{2prisme}$ à travers le système à 4 prismes est donnée par la formule suivante :

$$\beta_{2prisme}(\omega) = Ae - Bd \quad (3.38)$$

Avec :

$$A = \frac{4\lambda_0^3}{\pi c^2} \left[\frac{nn''}{1+n^2} + \left(1 - \frac{1}{(1+n^2)n^2}\right)n'^2 \right] \text{ et } B = \frac{4\lambda_0^3}{\pi c^2} n'^2 \quad (3.39)$$

La dispersion cumulée du troisième ordre $\beta_{3prisme}$ est donnée par :

$$\beta_{3prisme}(\omega) = Ce - Dd \quad (3.40)$$

Avec :

$$C = \frac{-6\lambda_0^4}{\pi^2 c^3} [n'^2 + \lambda_0(n'n'' + n'^3(2n - n^{-3}))] \quad (3.41)$$

$$D = \frac{-2\lambda_0^4}{\pi^2 c^3} \left[\frac{n}{1+n^2}(3n'' + \lambda_0 n''') + 3 \left[\left(1 - \frac{1}{(1+n^2)n^2} \right) (n'^2 + \lambda_0 n'n'') \right] \right] + \frac{-2\lambda_0^4}{\pi^2 c^3} [3\lambda_0 n'^3(2n - n^{-2} + 3n^{-5})] \quad (3.42)$$

Où n' , n'' , n''' sont les dérivées première, seconde et troisième par rapport à la longueur d'onde centrale λ_0 de l'indice de réfraction n du matériau constituant les prismes. La figure 3.15a illustre la dispersion d'ordre deux d'un dispositif à prismes en SF10 et en silice en fonction de l'écart inter-prisme d . La figure 3.15b représente quant à elle, la dispersion d'ordre deux et trois d'un dispositif à prismes en SF10 en fonction de la longueur d'onde.

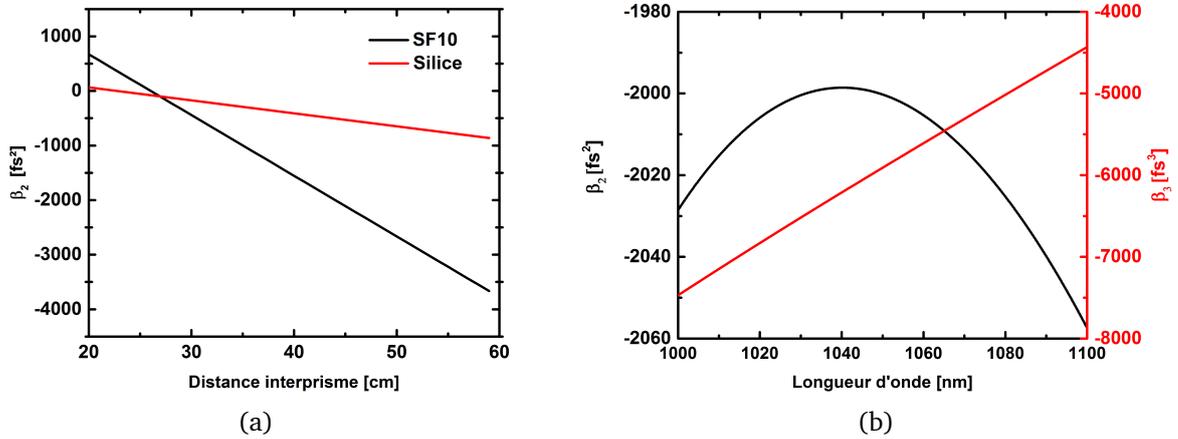


FIGURE 3.15 – (a) Dispersion d'ordre deux d'un dispositif à prismes en SF10 et en silice en fonction de l'écart inter-prisme d pour une épaisseur totale de prisme $e = 5$ mm à la longueur d'onde centrale de 1040 nm; (b) Dispersion d'ordre deux et trois d'un dispositif à prismes en SF10 en fonction de la longueur d'onde centrale pour une épaisseur $e = 5$ mm et une distance inter-prisme $d = 43$ mm

Avec un pouvoir de dispersion beaucoup plus important que la silice, l'utilisation de prismes en SF10 permet de limiter l'encombrement géométrique du dispositif de compensation de la dispersion.

Les miroirs à compensation de dispersion

Une technique alternative, basée sur l'utilisation de miroirs introduisant une dispersion négative à chaque rebond, permet de réduire l'encombrement nécessaire à la compensation de dispersion. Contrairement au dispositif à prismes, la dispersion introduite ne dépend pas d'un paramètre géométrique. Plusieurs techniques existent mais la plus adaptée aux lasers ultra courts, consiste à utiliser des miroirs de Bragg dont la superposition de couches de diélectriques de haut et bas indices est réalisée avec un pas variable. De cette façon, en plus d'offrir une large bande

par le bon choix des matériaux déposés, il devient possible d'ajuster le retard introduit entre chaque longueur d'onde (cf. figure 3.16).

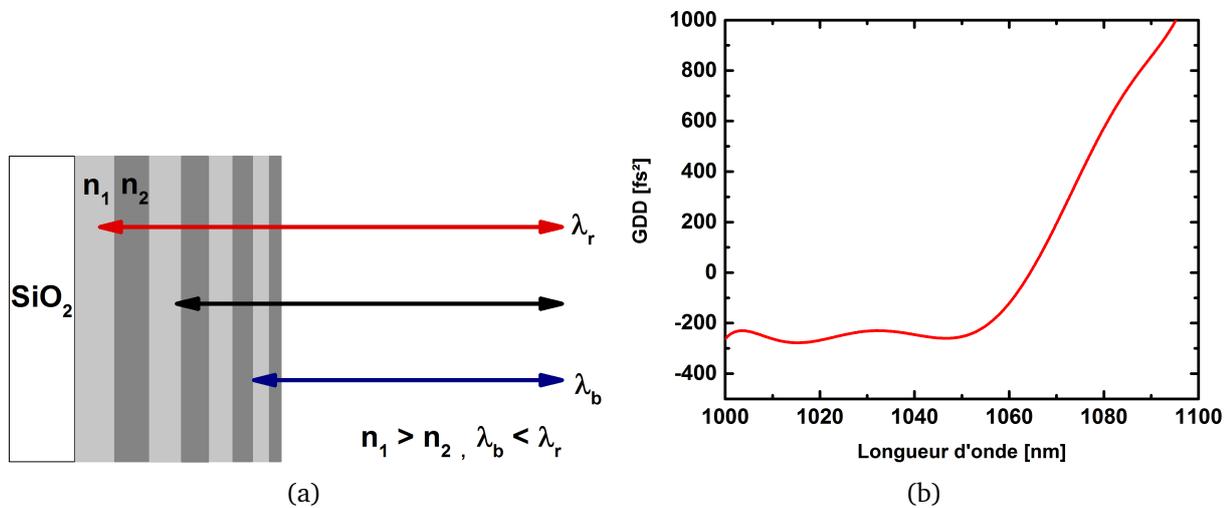


FIGURE 3.16 – (a) Schéma de principe d'un miroir introduisant de la dispersion, (b) GDD introduite par un miroir dispersif commercial en fonction de la longueur d'onde.

La dispersion introduite après la réflexion sur un miroir n'étant pas toujours constante avec la fréquence mais oscillante autour d'une valeur, il peut être nécessaire d'utiliser une paire de miroirs se compensant afin d'obtenir une dispersion constante sur la plage spectrale désirée.

La réalisation d'un oscillateur à modes bloqués par effet Kerr est basée sur l'obtention simultanée d'un soliton temporel et spatial. Les conditions pour l'établissement d'un soliton temporel imposent que la dispersion intracavité compense celle induite par l'automodulation de phase. L'obtention d'un soliton spatial, quant à lui, nécessite une cavité stabilisée par une lentille de Kerr. Il faut cependant qu'un mécanisme extérieur à la cavité permette la sélection entre le régime CW et ML. Ce mécanisme, dans notre étude, est le canal de gain formé par le faisceau de pompe. Pour discriminer les régimes de fonctionnement de la cavité continu et impulsif, il est donc nécessaire d'avoir un faisceau de pompe d'excellente qualité spatiale. Associé à de fortes puissances, le pompage haute brillance de matériaux lasers dopés à l'ytterbium offre des conditions optimales tant sur la brièveté que sur la puissance crête des impulsions produites par un oscillateur à blocage de mode par effet Kerr. Expérimentalement, nous allons démontrer l'intérêt du pompage haute brillance pour réaliser des oscillateurs ultra brefs et de forte puissance moyenne basés sur des cristaux d'Yb : CaF₂ et d'Yb : CALGO .

3.3 Oscillateur Yb : CaF₂

L'Yb : CaF₂ est, par sa conductivité thermique et sa large bande spectrale, l'un des matériaux dopés Yb les mieux adaptés pour la génération et l'amplification d'impulsions ultra brèves de forte puissance moyenne. De plus, le long temps de fluorescence permet un stockage de l'énergie important et facilite la réalisation de source énergétique. Cependant, en comparaison d'autres

matériaux dopés ytterbium, le cristal d'Yb : CaF₂ semble loin d'avoir démontré tout le potentiel de sa large bande spectrale. En effet, au début de ces travaux de thèse, seuls quelques oscillateurs approchant des durées de 100 fs ont été réalisés [41]. Afin d'améliorer les performances limitées jusqu'alors par l'utilisation de SESAMs, nous avons utilisé la technique de blocage de mode passif par effet Kerr afin d'exploiter tout le potentiel spectral de ce matériau. En effet, aussi loin que l'on s'intéresse à la durée d'impulsion dans ce qui existe à l'état de l'art, les sources basées sur la technique KLM tendent à délivrer des impulsions plus courtes que par les SESAMs car elles ne sont pas limitées par les propriétés intrinsèques de l'absorbant saturable. Si l'on s'intéresse maintenant aux réalisations d'oscillateurs KLM, on s'aperçoit qu'en 2013, date de début de ces travaux, seuls quatre cristaux ont fait l'objet de telles réalisations : l'Yb : KYW, l'Yb : YVO₄, l'Yb : Sc₂O₃ et l'Yb : YAG où les impulsions les plus courtes obtenues sont respectivement 71 fs [80], 61 fs [77], 92 fs [131] et 35 fs [136]. Dans ces différents travaux, la lentille de Kerr est associée à une forte automodulation de phase qui tend à augmenter significativement le spectre des impulsions délivrées. Excepté le résultat obtenu dans l'Yb : Sc₂O₃, les puissances délivrées en sortie de ces oscillateurs restent proches de 100 mW. Par rapport à l'utilisation de SESAM, la technique KLM offre également un autre avantage. Certains cristaux comme les fluorures, ont une faible section efficace d'émission (haute fluence de saturation du gain). Cela peut rendre leur utilisation dans un oscillateur particulièrement risquées lors de l'établissement du régime transitoire où la forte capacité de stockage associée à un faible gain favorise l'établissement d'impulsions géantes. Les composants les plus fragiles, les SESAMs par exemple, peuvent alors être endommagés. Cela est particulièrement vrai avec l'Yb : CaF₂ où d'extrêmes précautions doivent être prises pour assurer un fonctionnement avec un SESAM sans risque de dommage [100]. Dans ce contexte, la technique KLM offre un avantage certain. Cependant, la réalisation d'un oscillateur KLM Yb : CaF₂ n'est pas sans difficultés et pose plusieurs problèmes. En effet, l'Yb : CaF₂ possède un indice non linéaire très faible ($\bar{n}_2 = 2.10^{-20} m^2.W^{-1}$) comparé à d'autres cristaux tels que l'Yb : YAG ($\bar{n}_2 = 6.2.10^{-20} m^2.W^{-1}$), Yb : Sc₂O₃ ($\bar{n}_2 = 11.10^{-20} m^2.W^{-1}$) ou encore l'Yb : YVO₄ ($\bar{n}_2 = 40.10^{-20} m^2.W^{-1}$). Un oscillateur à blocage de mode par effet Kerr avec de l'Yb : CaF₂ requiert alors de très fortes intensités pour induire une modification notable du mode spatial de la cavité au travers de la variation non-linéaire de l'indice de réfraction. Une solution simple consiste à accroître de manière significative l'intensité intra-cavité en utilisant un coupleur de faible transmission au détriment de la puissance délivrée par l'oscillateur. Cela peut être obtenu par un dopage plus important au détriment de problèmes thermiques et mécaniques, ou alors simplement en utilisant un cristal plus long où la charge thermique est répartie le long de l'axe de pompage. Cependant, maintenir un petit faisceau de pompe sur toute la longueur du cristal requiert alors un pompage de forte brillance incompatible avec des diodes laser de forte puissance.

Dans cette section nous donnerons les détails de la réalisation expérimentale d'un oscillateur à blocage de mode par effet Kerr dans l'Yb : CaF₂ implémentant un pompage haute brillance par l'utilisation d'un laser fibré monomode à 976 nm [8].

3.3.1 Performances en régime continu

3.3.1.1 Description du montage expérimental

Un schéma représentant le montage expérimental de la cavité utilisée en régime continu est illustré en figure 3.17.

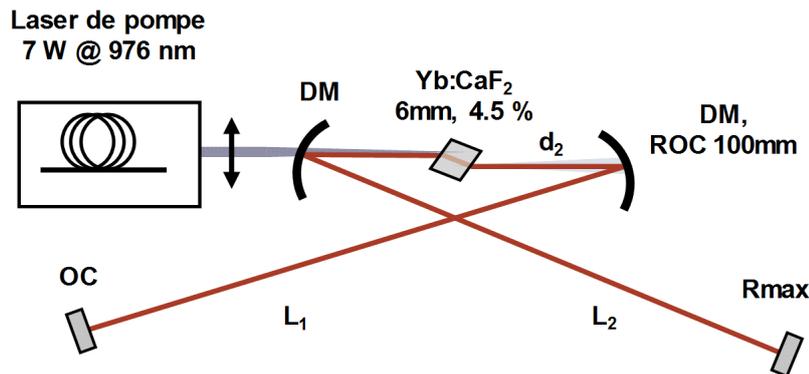


FIGURE 3.17 – Schéma de la cavité en émission continue. MD : miroir dichroïque HT 980/ HR 1030 nm, ROC : Rayon de courbure du miroir sphérique, OC : coupleur de sortie.

Un cristal d'Yb : CaF₂ de section 4x4mm, de longueur 6 mm, coupé à angle de Brewster et dopé à 4.5%, est disposé sur une monture en cuivre refroidie par eau. La cavité laser est dans une configuration standard en X où deux miroirs dichroïques sphériques (ROC = 100 mm, HT 980 nm, HR 1030 nm) sont placés de part et d'autre du cristal pour former la sous cavité. Afin de compenser l'astigmatisme engendré par l'utilisation d'un cristal à angle de Brewster, l'angle d'incidence sur les 2 miroirs dichroïques de la sous-cavité est de 7°. La cavité est délimitée d'un côté par un miroir Rmax et de l'autre par un coupleur de sortie.

Le cristal est pompé longitudinalement par un laser fibré monomode à 976 nm à travers l'un des deux miroirs dichroïques formant la sous-cavité. Le laser de pompe utilisé est constitué d'une fibre barreau dont le diamètre du coeur et de la gaine valent respectivement 80 μm et 200 μm et permet l'obtention d'une émission laser polarisée linéairement sur 3 nm centrée à 976 nm. Le comportement monomode de la pompe est maintenu jusqu'à 7 watts avec un facteur de qualité spatial M^2 égal à 1.6. Une puissance de 12 watts est atteignable au détriment de la qualité spatiale qui se détériore à cause de l'apparition de battements modaux. La configuration de la source haute brillance est équivalente à celle décrite dans le chapitre précédent (configuration ASE) pour laquelle la longueur de la fibre barreau n'est que de 15 cm ce qui limite la puissance de sortie.

Le second miroir dichroïque sert à éviter un éventuel retour de la pompe dans le cristal qui pourrait ainsi augmenter la taille du canal de gain. L'ajout d'un isolateur en sortie de la pompe permet d'éviter toute perturbation du fonctionnement de la pompe suite à des retours à 976 nm ou 1040 nm.

3.3.1.2 Performances laser

Le faisceau de pompe est focalisé dans le cristal à l'aide d'une lentille convergente dont la distance focale est égale à 60 mm. La bonne qualité spatiale de la pompe nous permet d'atteindre une taille de faisceau au point focal de $32 \mu\text{m}$ (rayon en $1/e^2$) amenant à une intensité de pompage de 435 kW.cm^{-2} . Le paramètre confocal du faisceau de pompe vaut alors 4.4 mm. Avec un coupleur de sortie de 10%, la figure 3.18a illustre la puissance laser mesurée en sortie de l'oscillateur en fonction de la puissance de pompe lorsque le cristal est positionné de telle manière à ce que l'absorption de la pompe soit saturée.

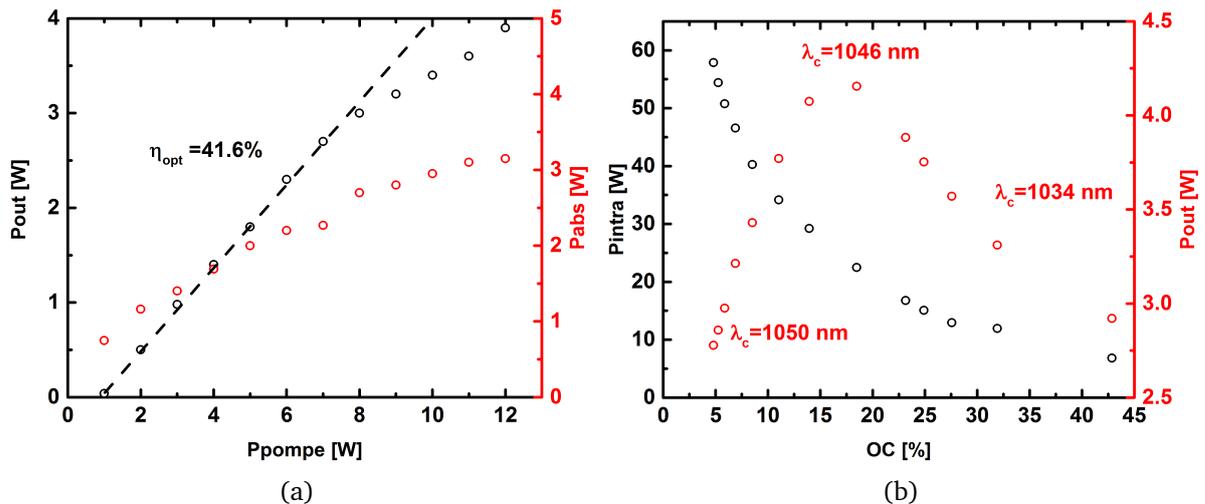


FIGURE 3.18 – Performances de l'oscillateur en continu (a). En noir : puissance laser en fonction de la puissance de pompe avec un coupleur de sortie de 10 %. En rouge : puissance de pompe absorbée sans effet laser (b). En noir : puissance intracavité en fonction du coupleur de sortie. En rouge : puissance extraite en fonction du coupleur de sortie

Dans une configuration optimisée pour l'émission continue, la cavité laser émet jusqu'à 4 W pour 12 W de pompe avec un seuil mesuré à 800 mW. Cependant, nous observons un décrochement du rendement optique à partir de 8 W lorsque le mode de pompe se détériore et n'est plus en parfait recouvrement avec le mode propre de la cavité. Lorsque l'on se cantonne à un fonctionnement monomode du laser de pompe, le rendement optique est de 41.6 % et la cavité émet 3 W pour 7 W de puissance de pompe. Le spectre de l'émission laser est alors centré à 1049 nm. Sans effet laser, l'absorption du cristal sature même à quelques watts de puissance de pompe. En prenant en compte l'intensité de pompage, nous estimons à 48 % l'inversion de population créée sans effet laser. Lorsque l'effet laser s'établit, la puissance de pompe non absorbée passe de 4 W à 1 W (pour 7 W de pompe).

La figure 3.18b illustre la variation de puissance intracavité et la puissance en sortie de l'oscillateur en fonction de la transmission du coupleur. Nous observons qu'un coupleur dont le coefficient de transmission est égal à 20% permet l'obtention d'une puissance en sortie maximale de 4.2 W. A partir d'une réflexion sur l'une des faces du cristal, nous mesurons un mode laser de $32 * 38 \mu\text{m}^2$ (rayon en $1/e^2$) en bonne adéquation avec les calculs réalisés par le formalisme matriciel ABCD.

Les longueurs des bras de la cavité L_1 et L_2 sont définies de telles façons que la cavité ne soit pas dans une configuration symétrique ou confocale. Dans notre cas, $L_1 \simeq 700$ mm $L_2 \simeq 1200$ mm avec une longueur totale de cavité proche de 2 mètres correspondant à une fréquence de répétition de 73 MHz. Dans cette configuration, nous faisons varier la distance d_2 afin de définir les zones de stabilité de la cavité laser. La puissance de sortie est mesurée pour différentes valeurs de d_2 (cf figure 3.19).

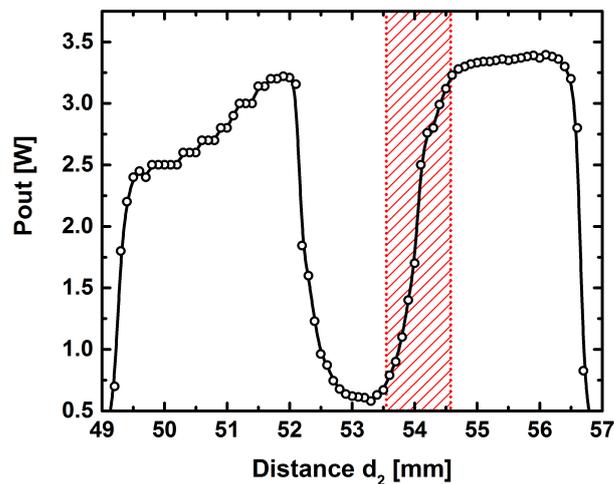


FIGURE 3.19 – Diagramme de stabilité de la cavité Yb : CaF₂ pour 7 W de pompe avec un coupleur de sortie de 10 %

Ainsi, comme nous l'attendions, nous observons deux zones où la cavité est stable et délivre une puissance proche de 3 watts. Entre la zone I et II, la puissance délivrée diminue jusqu'à 0.5 W. Les modes laser d'ordre supérieur sont alors amplifiés et empêchent une extinction totale de la puissance de sortie.

3.3.1.3 Accordabilité

L'accordabilité spectrale en régime continu permet de déterminer la plage spectrale accessible à l'amplification dans la configuration choisie. Pour la mesure, un prisme en SF10 est inséré dans la cavité et permet, par une dispersion angulaire, d'ajouter des pertes spectrales suivant l'alignement du miroir de fond de cavité. La figure 3.20 illustre le principe de la réalisation.

La figure 3.21 présente la plage spectrale mesurée en émission continue. Cette plage d'accordabilité s'étend de 1009 nm à 1060 nm illustrant la large section efficace de gain de l'Yb : CaF₂. Nous notons cependant une légère modulation dans la courbe d'accordabilité autour de 1030 nm reflétant directement l'évolution spectrale de la section efficace de gain de l'Yb : CaF₂. [99].

Maintenant que les conditions expérimentales ont été données et que les mesures en régime continu ont été réalisées, nous présentons les résultats obtenus en régime impulsionnel.

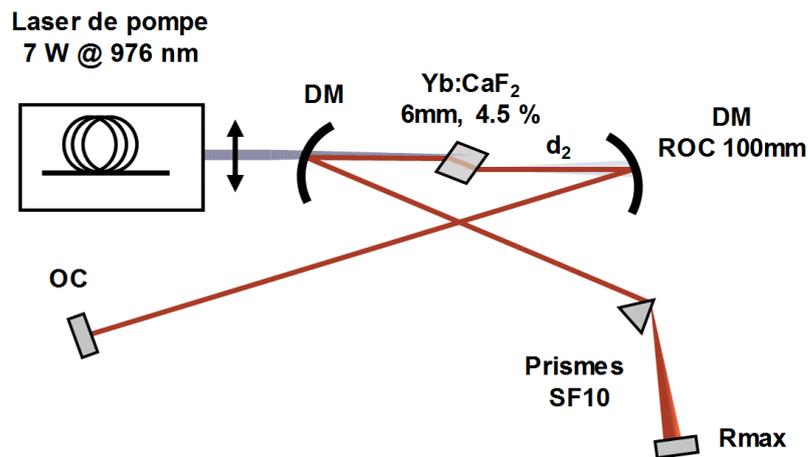


FIGURE 3.20 – Dispositif expérimental pour mesurer l'accordabilité spectrale de la cavité laser en régime continu

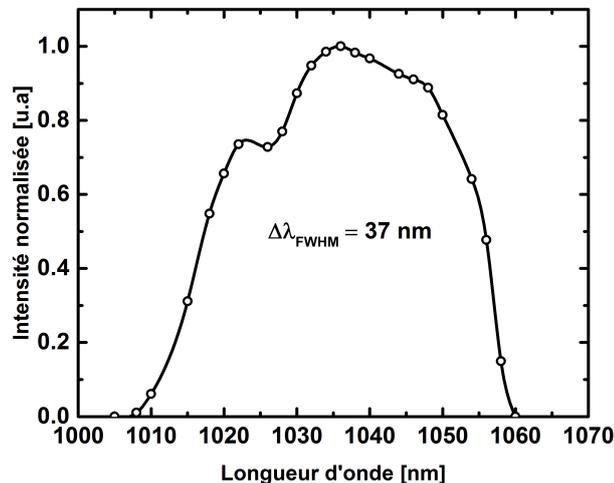


FIGURE 3.21 – Puissance de sortie normalisée en fonction de la longueur d'onde pour 7 W de pompe et un coupleur de sortie de 10%

3.3.2 Performances en régime impulsionnel

3.3.2.1 Résultats expérimentaux

Afin d'obtenir un régime solitonique, il est primordial de compenser la dispersion générée par l'automodulation de phase. Nous avons choisi d'utiliser une paire de prismes en SF10 séparés de 325 mm. Nous estimons que la dispersion d'ordre deux introduite par ce dispositif s'élève à -2600 fs^2 avec une perte optique mesurée à 100 mW pour une puissance intracavité de 20 W soit 0,3% de pertes induites par les prismes. L'ensemble des miroirs utilisés dans la cavité sont spécifiés pour introduire peu de dispersion. Un schéma reprenant le dispositif expérimental est présenté en figure 3.22.

La distance d_2 est ajustée de manière à placer la cavité en limite de stabilité lorsqu'elle fonctionne en régime continu (approximativement raccourci de $400 \mu\text{m}$ par rapport au réglage

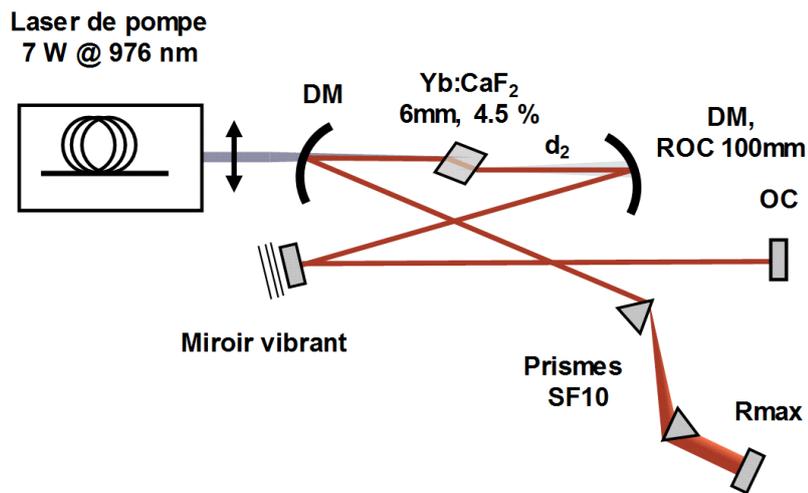


FIGURE 3.22 – Montage expérimental de l'oscillateur Yb : CaF₂ à blocage de mode par effet Kerr.

donnant la puissance maximale). La puissance en continu chute alors à 2 watts et le faisceau de sortie devient elliptique (cf figure 3.23a). Le régime impulsionnel est alors déclenché par une vibration rapide d'un des miroirs de la cavité placé sur une monture vibrante. Le mode laser devient alors circulaire avec un facteur M^2 mesuré à 1.15 et 1.2 suivant le plan sagittal ou tangentiel (cf figure 3.23).

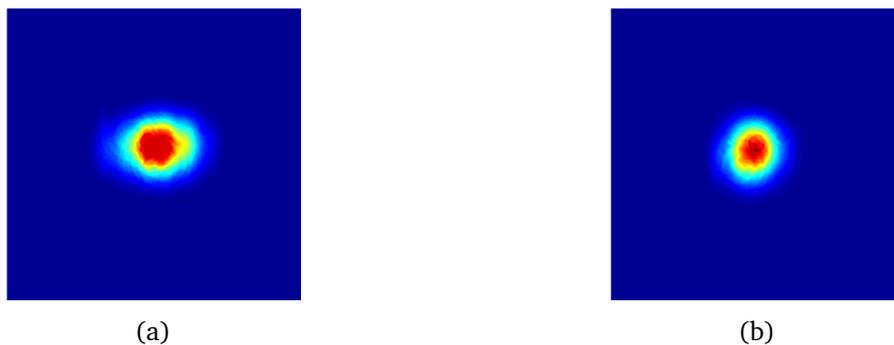


FIGURE 3.23 – Profil spatial en champ proche du faisceau délivré par l'oscillateur a) en régime continu b) en régime impulsionnel

Lorsque le régime impulsionnel démarre, une partie de la puissance reste dans le régime continu. Un ajustement fin du premier prisme permet de supprimer cette composante. La configuration optimale est obtenue pour une épaisseur de prismes traversées proche de 3 mm. Nous remarquons, que le spectre s'élargit lorsque l'épaisseur du prisme introduit croît. Cela est conforme avec la théorie du régime solitonique où, pour une énergie donnée, plus la dispersion de la cavité diminue et plus les impulsions sont brèves. Expérimentalement, l'épaisseur de prisme à traverser est limitée à 3 mm avant de voir apparaître une composante continue ou la présence de deux impulsions dans la cavité. Dans ces conditions, les impulsions délivrées par l'oscillateur ont une énergie de 31.7 nJ (2.32 W) et possèdent un spectre centré à 1049 nm de 19 nm de largeur à mi-hauteur (cf figure 3.24a) sans composante continue. Par transformée de Fourier du spectre

mesuré, la limite théorique des impulsions générées est de 67 fs. La mesure expérimentale de la durée des impulsions par autocorrélation optique nous indique une durée de 75 fs en assumant un facteur de déconvolution correspondant à une impulsion *sech*² (115 fs à l'autocorrélateur). Les figures 3.24 présentent le spectre mesuré ainsi que la trace d'autocorrélation obtenue.

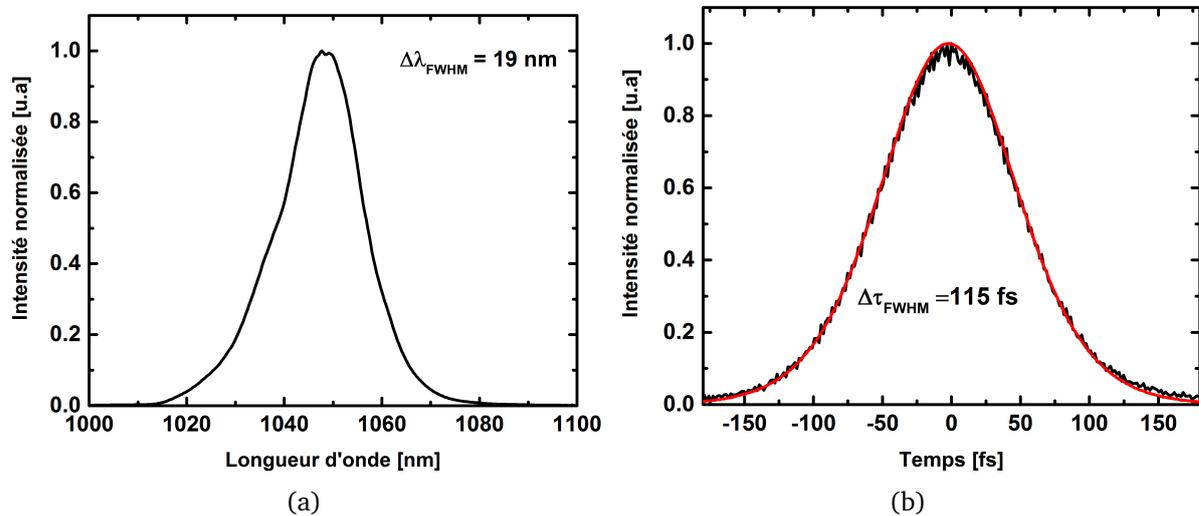


FIGURE 3.24 – (a) Spectre expérimental, (b) Trace d'autocorrélation avant compression externe

La durée mesurée nous indique clairement que notre impulsion n'est pas limitée par transformée de Fourier et qu'une phase résiduelle d'ordre deux reste à compenser. Pour réduire la durée des impulsions à leur limite théorique, des miroirs dispersifs sont utilisés en sortie d'oscillateur. Ainsi après 8 rebonds sur des miroirs dispersifs introduisant -100 fs^2 par rebond (99.2% de transmission globale), une durée de 68 fs (FWHM) est obtenue à l'autocorrélateur ($\Delta\tau_{autoco} = 115 \text{ fs}$) en assumant un profil temporel de type sécante hyperbolique. Une mesure complémentaire et indépendante du profil temporel présumé est réalisée par un dispositif SHG - FROG (de l'anglais *Second Harmonic Generation - Frequency Resolved Optical Grating*). Les figures 3.25 montrent les traces FROG expérimentales et reconstruites ainsi que le profil temporel de l'impulsion en sortie du compresseur externe. Cette mesure confirme que la phase quadratique résiduelle a été parfaitement compensée et permet d'obtenir une durée d'impulsion de 68 fs; valeur extrêmement proche de la transformée de Fourier du spectre. Moyennant l'utilisation d'un compresseur externe, le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ atteint 0.35.

Le train d'impulsion est enregistré à l'aide d'une photodiode rapide. La fréquence de répétition est égale à 73 MHz avec un train d'impulsion stable sur plusieurs heures. Nous mesurons une stabilité RMS de 1.35 % sur une demi-heure sans isolation particulière de l'oscillateur. Le spectre radiofréquence mesuré sur une plage fréquentielle de 1 MHz nous confirme l'établissement d'un régime solitonique à impulsion unique avec plus de 70 dBm de contraste entre la fréquence d'oscillation et d'éventuels bruits d'amplitude ou de phase (cf figure 3.26).

L'importance de la qualité du recouvrement spatial entre les faisceaux pompe et signal dans l'obtention du blocage de mode a été testé en déplaçant la focalisation du faisceau de pompe dans le cristal Yb : CaF₂. Le point focal peut être déplacé sur 1 mm de chaque côté sans que le fonctionnement en régime impulsionnel n'en soit altéré. Au-delà une composante continue

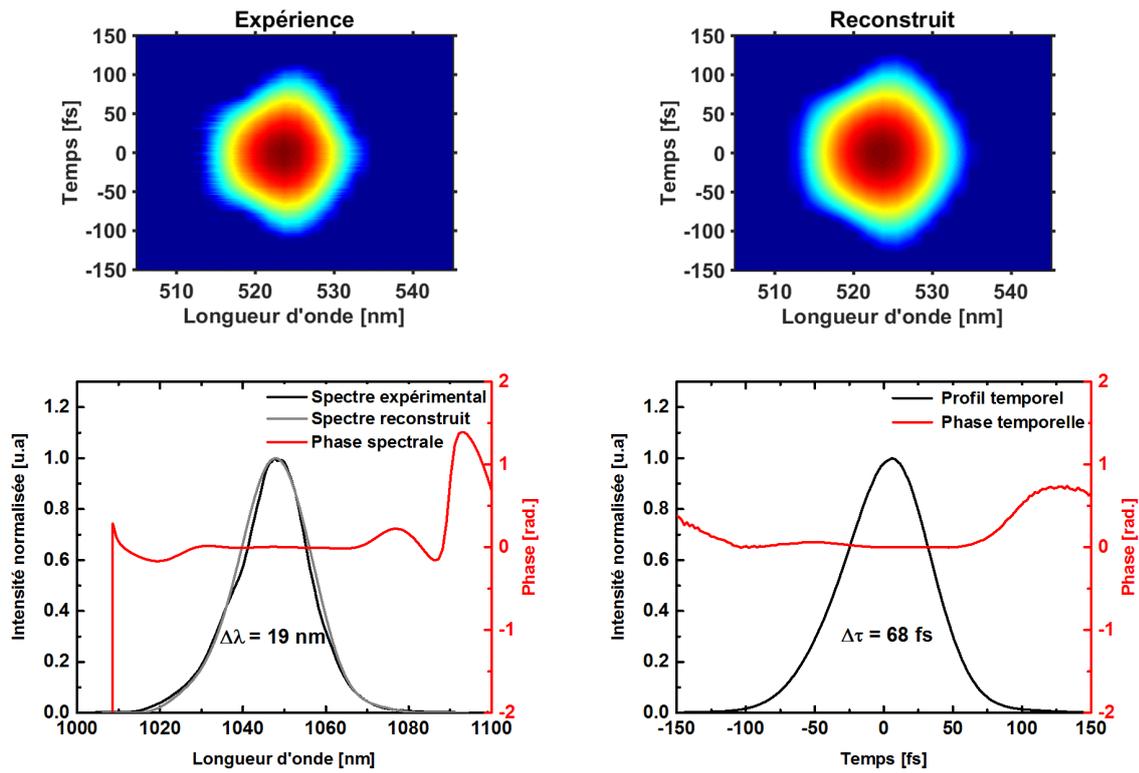


FIGURE 3.25 – Trace SHG-FROG expérimentale et reconstruite. Spectre expérimental et reconstruit avec la phase spectrale associée. Profil temporel de l'impulsion mesuré ainsi que sa phase associée.

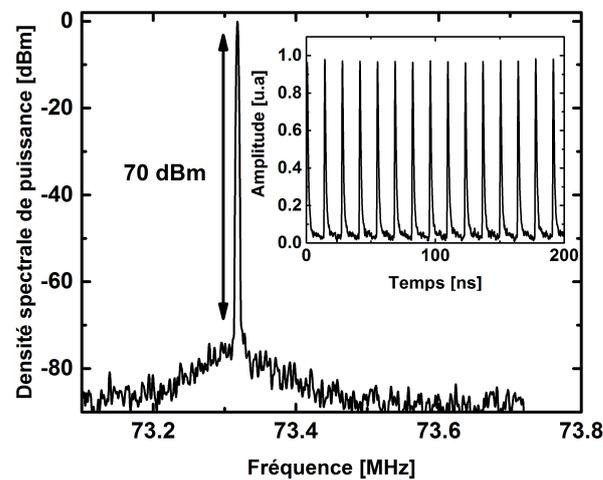


FIGURE 3.26 – Spectre radiofréquence expérimental sur une plage de 1 MHz. En insert, le train d'impulsions mesuré sur une plage de 200 ns.

se superpose au spectre du régime impulsif. Cette observation confirme l'importance de la qualité du recouvrement entre le faisceau de pompe et le mode laser de la cavité pour obtenir le blocage de mode par effet Kerr.

3.3.2.2 Accordabilité en longueur d'onde

Nous nous sommes intéressés à l'accordabilité en longueur d'onde de l'oscillateur réalisé. Pour cela, nous avons introduit une fente devant le miroir où le faisceau est dispersé spatialement par la paire de prismes. La figure 3.27 illustre le dispositif expérimental mis en place. En balayant la fente dans le faisceau dispersé spatialement, les pertes spatiales se traduisent par des pertes spectrales permettant une accordabilité en longueur d'onde des impulsions délivrées.

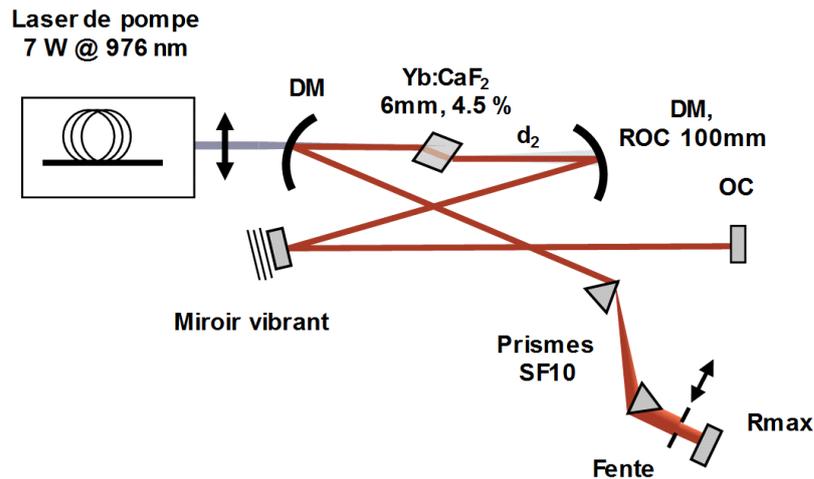


FIGURE 3.27 – Schéma expérimental permettant l'accordabilité en longueur d'onde de la cavité

L'ajout d'une fente, contrairement à ce que l'on pourrait penser, ne permet pas dans notre cas de faciliter l'obtention du régime impulsionnel. Au contraire, les pertes ajoutées tendent à réduire la différence de gain entre le régime ML et CW et les conditions de stabilité du régime impulsionnel nous obligent à modifier la dispersion introduite par les prismes. Ainsi, il faut retirer un peu d'épaisseur de prisme traversé pour obtenir un régime stable. Nous estimons à -2800 fs^2 la dispersion totale de la cavité dans ces conditions. Pour des puissances en sortie proches de 1.8 watts, nous obtenons les spectres présentés sur la figure 3.28.

En déplaçant la fente sur plusieurs millimètres, il est possible d'obtenir une accordabilité sur 8 nm. Cependant les spectres obtenus, typiquement de 12 nm, ne sont pas aussi larges que ceux mesurés sans la présence d'une fente. Les conditions imposées par le régime KLM sur la discrimination par le gain rendent difficile l'obtention de spectre large à d'autres longueurs d'onde.

3.3.2.3 Influence de la qualité modale de la pompe

Au cours de ces travaux de thèse, le développement d'une source industrielle monomode et polarisée délivrant 12 watts à 979.5 nm ($\Delta\lambda_{FWHM} = 200 \text{ pm}$) par la société *Azur light System* (ALS) nous a permis de remplacer la source de pompage initiale réalisée au CELIA et de pousser à ses limites les possibilités offertes par le pompage haute brillance dans les oscillateurs ultra brefs. En effet, ce laser fibré délivre un faisceau dont le facteur de qualité spatial M^2 est égal à 1.1 à 12 Watts (contre 1.6 auparavant à 7 W). Par conséquent, la brillance de la source de

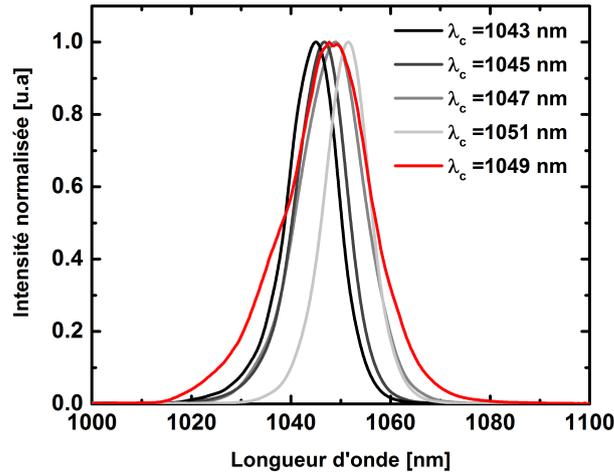


FIGURE 3.28 – Spectres expérimentaux obtenus avec l’ajout d’une fente dans la cavité Yb : CaF₂ .

Le pompage s’en trouve largement améliorée puisque qu’elle passe de $460 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ à $1200 \text{ MW.cm}^{-2}.\text{sr}^{-1}$ offrant ainsi la possibilité de focaliser plus intensément et de mieux discriminer par le gain le régime impulsionnel du régime continu. En utilisant ce laser dans le montage précédemment décrit, nous avons étudié l’impact de la brillance de la pompe sur les performances laser en régime impulsionnel. La meilleure qualité spatiale de la pompe nous permet désormais de focaliser le faisceau sur un rayon de 20 microns en $1/e^2$ au foyer menant à un paramètre confocal de 2.3 mm. Ainsi, pour une puissance de 12 W mesurée devant le cristal, l’intensité de pompage s’élève alors à 1 MW.cm^{-2} . La plus forte focalisation a pour effet de saturer plus rapidement l’absorption de l’Yb : CaF₂. C’est pourquoi, sans effet laser, la puissance non absorbée s’élève à 8 watts.

En régime continu, dans une configuration de cavité stable avec 12 watts de pompe et un coupleur de sortie de 20 %, la puissance de sortie s’élève au maximum à 3.7 W avec une émission laser centrée à 1046 nm. La puissance non absorbée par le cristal mesurée derrière le second miroir dichroïque chute à 4 watts lorsque la puissance délivrée est de 3.7 watts. L’efficacité optique est alors de 31 %. Nous pouvons noter une légère baisse des performances laser en continu en comparaison de la configuration avec une pompe moins brillante (4.2 W, coupleur de 20 %, 12 Watts de pompe). Nous expliquons cette baisse par le simple fait de la très forte focalisation du faisceau de pompe par rapport au mode fondamental de la cavité en régime continu réduisant le recouvrement spatial dans le cristal.

Le régime à blocage de mode par effet Kerr est déclenché de manière analogue à la configuration précédente. Une configuration instable en régime continu est atteinte en ajustant la distance d_2 puis, par l’activation d’un miroir vibrant, le régime impulsionnel prend le pas sur le régime continu. Au point de fonctionnement, la puissance en sortie en régime continu est de 2.2 W et atteint 2.73 W en régime impulsionnel. Pour une dispersion intracavité estimée à -2600 fs^2 , l’oscillateur délivre un train d’impulsions dont la durée est mesurée à 60 fs (en assumant un profil *sech*²). Le spectre associé est centré à 1046 nm et possède une largeur spectrale à mi-hauteur de 28 nm (durée TF 47 fs). De manière similaire à la configuration de pompage précédente, une phase quadratique résiduelle existe et nécessite l’utilisation d’un compresseur externe. Après six

rebonds sur des miroirs de dispersion introduisant -100 fs^2 par rebond, une durée d'impulsion de 48 fs est mesurée par un dispositif FROG-SHG. Les figures 3.29 présentent les résultats de la caractérisation temporelle des impulsions délivrées par l'oscillateur et après l'utilisation du compresseur externe.

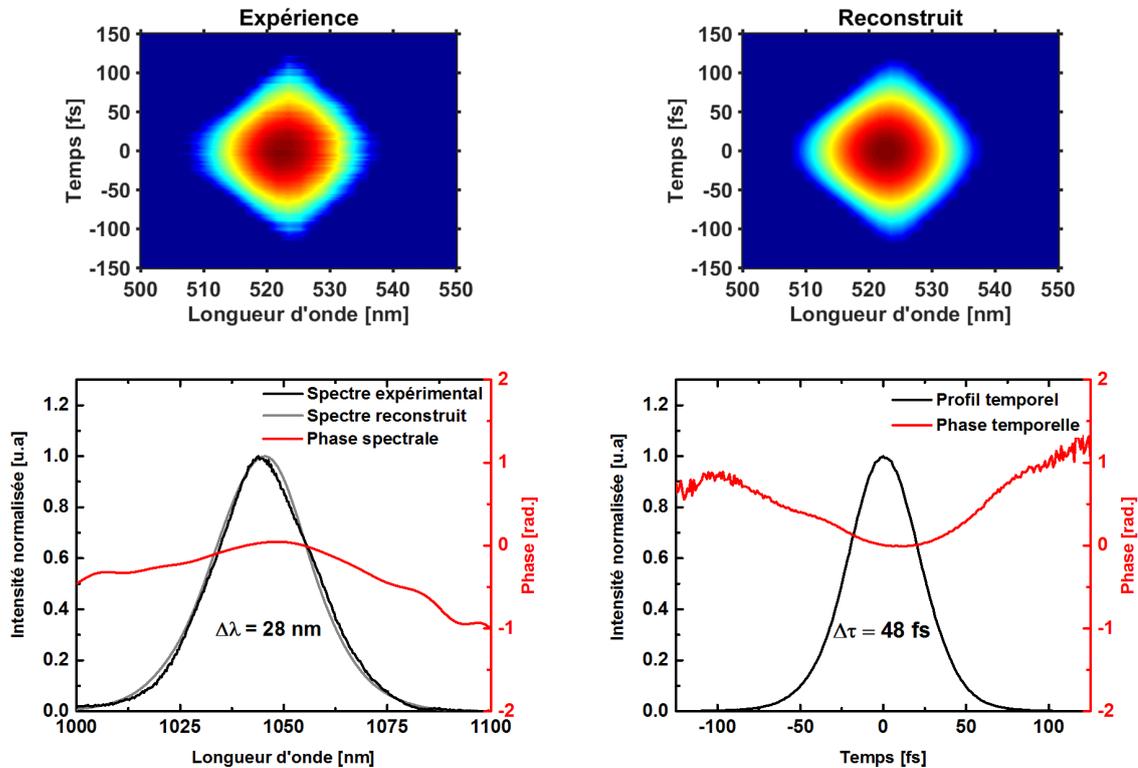


FIGURE 3.29 – Trace SHG-FROG expérimentale et reconstruite. Spectres expérimental et reconstruit avec la phase spectrale associée. Profil temporel de l'impulsion mesurée ainsi que sa phase associée.

Après compression, le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ s'établit à 0.36. De ces mesures nous en déduisons que la puissance crête des impulsions en sortie d'oscillateur atteint 770 kW.

3.3.2.4 Influence de la puissance de pompe

Nous nous sommes également intéressés à l'influence de la puissance de pompe sur la stabilité du régime KLM. En faisant varier la puissance de pompe nous avons mesuré à chaque fois la durée optimale des impulsions après compression ainsi que la puissance de sortie. Les résultats sont présentés sur la figure 3.30a. La meilleure performance (durée et puissance) est obtenue pour la puissance de pompe maximale de 12 watts mais le régime KLM est maintenu même pour une puissance de pompe de 7 W. Comme la puissance de pompe décroît, l'élargissement spectral issu de l'automodulation de phase dans l'Yb : CaF₂ devient moins efficace et conduit alors à des impulsions plus longues. La figure 3.30b montre l'impact de la puissance de pompe sur le support spectral des impulsions. Cependant, même à 7 watts de pompe, la lentille de Kerr est suffisante pour discriminer le régime continu du régime impulsionnel et l'oscillateur délivre

1.6 W de puissance moyenne avec des impulsions de 65 fs. En dessous de 7 W de pompe, une composante continue apparaît dans le spectre de l'impulsion synonyme d'une discrimination par le gain trop faible entre les régimes continu et impulsionnel.

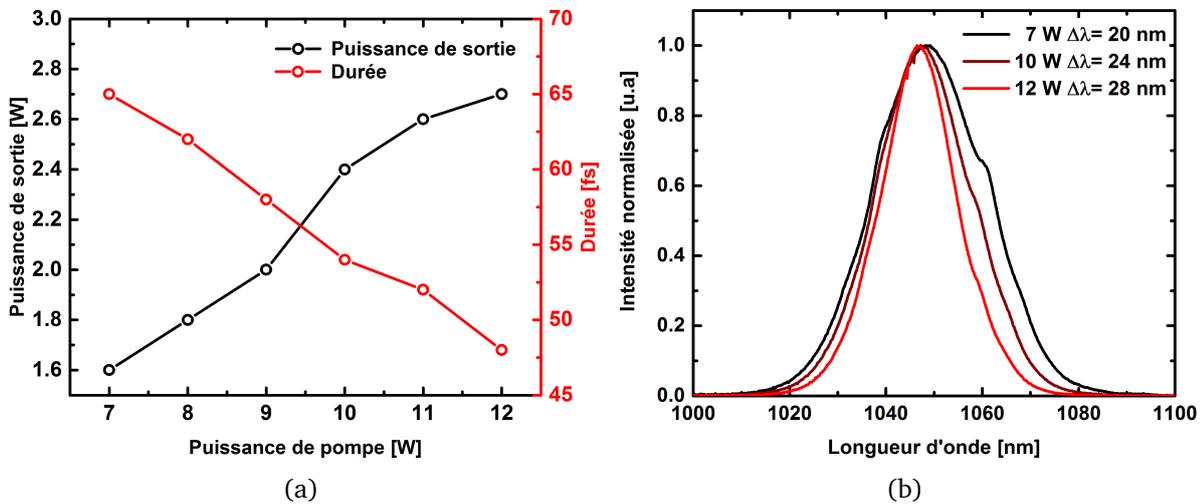


FIGURE 3.30 – (a) Puissance de sortie (noir) et durée des impulsions (rouge) en fonction de la puissance de pompe, (b) Variation du spectre des impulsions délivrées en fonction de la puissance de pompe.

L'amélioration des résultats obtenus sur l'oscillateur KLM Yb : CaF₂ illustrent tout l'intérêt d'avoir une source de pompage la plus brillante possible. Si nous comparons maintenant les deux configurations sus-citées pour mettre en évidence l'intérêt de la qualité modale de la source de pompage, nous devons le faire avec précaution. En effet, les deux configurations n'étant pas strictement identiques (coupleur de sortie de 10% pour la première et 20% pour la seconde), la comparaison de la brièveté des impulsions délivrées doit s'effectuer en fonction de la puissance crête intracavité. Pour les 2 sources de pompage 7 W - $M^2=1.6$ et 12 W - $M^2= 1.1$, la courbe 3.31 synthétise les différentes durées obtenues.

Premièrement, nous pouvons constater que la plage de puissance crête intracavité où s'établit le régime impulsionnel reste similaire dans les deux configurations. Ceci est en fait fixé par les conditions de stabilité de la cavité. La principale différence entre les deux configurations réside dans l'augmentation du support spectral et par conséquent de la durée des impulsions délivrées. La meilleure discrimination spatiale apportée par la pompe monomode de 12 W permet à la cavité d'être stable en régime impulsionnel avec des tailles de mode plus petites dans le cristal. De ce fait, l'automodulation de phase générée est plus importante. Tout en gardant la même puissance crête, l'impulsion se voit enrichir de nouvelles composantes spectrales qui sont entretenues si les conditions de dispersions nécessaires à l'obtention du régime solitonique sont atteintes.

3.3.2.5 Conclusion

Nous nous sommes intéressés à la conception ainsi qu'à la réalisation d'un oscillateur Yb : CaF₂ à blocage de mode par effet Kerr en configuration de pompage à forte brillance. L'emploi de différentes sources de pompage nous a permis de montrer tout l'intérêt de l'utilisation de sources

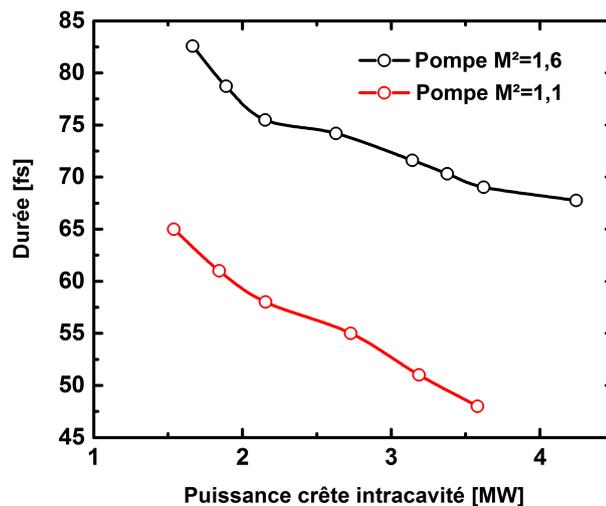


FIGURE 3.31 – Durées des impulsions en fonction de la puissance crête intracavité pour les deux sources de pompe étudiées.

d'excellente qualité spatiale pour générer des impulsions allant jusqu'à 48 fs. Le bon recouvrement spatial entre le mode laser et le mode de pompe nous permet d'obtenir de bons rendements optiques et par conséquent une puissance moyenne importante en sortie. Ainsi, grâce au pompage à forte brillance, nous avons pu démontrer pour la première fois, la réalisation d'un oscillateur basé sur l'Yb : CaF₂ qui délivre un train d'impulsions de 48 fs avec une puissance moyenne de 2.7 W à la cadence de 73 MHz. A ma connaissance, ceci représente dans les matériaux dopés ytterbium, l'oscillateur le plus puissant délivrant des impulsions sub-50 fs.

3.4 Oscillateur Yb : CALGO

Depuis plus d'une décennie, les cristaux dopés ytterbium ont eu un intérêt croissant pour leur potentiel dans la génération d'impulsions brèves et de forte puissance moyenne grâce à leur faible défaut quantique, leurs propriétés spectroscopiques et thermiques. Parmi eux, le cristal d'Yb : CaGdAlO₄ (Yb : CALGO) est l'un des candidats les plus prometteurs pour la génération d'impulsions sub 50 fs grâce à sa bande spectrale d'émission large mais surtout plate. De récents travaux ont démontré la génération d'impulsions de 40 fs-15 mW avec ce matériau [2], ce qui est très proche de la plus courte durée jamais obtenue avec un oscillateur utilisant un cristal dopé ytterbium (35 fs) [141]. Cependant, la puissance de ces oscillateurs ultra brefs n'excède pas généralement la dizaine de milliwatts. Cette limitation en puissance provient de la non-disponibilité de source de pompe brillante (limitée par diffraction) ainsi que de l'utilisation d'absorbants saturables introduisant des pertes supplémentaires. Une alternative intéressante pour augmenter la puissance moyenne délivrée est l'utilisation de la technologie des disques ultra minces et de pompes puissantes. Malgré la démonstration de puissances moyennes élevées dans les oscillateurs à disques ultra minces, la durée la plus courte obtenue avec un disque d'Yb : CALGO se limite à 62 fs [30]. Améliorer la puissance moyenne tout en maintenant une durée aussi brève que possible s'avère être une entreprise ardue. Nous avons montré dans la

section précédente que l'utilisation de sources brillantes combinée à la technique de blocage de mode par lentille de Kerr a permis une amélioration significative en termes de puissance moyenne et de durée d'impulsion [117].

En nous basant sur l'architecture utilisée dans l'Yb : CaF₂, nous allons présenter les modifications et les performances obtenues lorsque nous avons utilisé l'Yb : CALGO.

3.4.1 Performances en régime continu

3.4.1.1 Description du montage expérimental

Pour cette étude, nous nous sommes basés sur le montage précédemment utilisé pour des raisons de facilité (cf. figure 3.32). Cependant, changer de cristal impose de nouvelles conditions de fonctionnement notamment sur le blocage de mode par effet Kerr. En effet, la cavité fonctionne en régime impulsionnel pour une lentille de Kerr donnée. En appliquant la formule 3.28 à la configuration Yb : CaF₂, nous estimons que la lentille de Kerr est proche de 10 mm si l'on considère une impulsion de 75 fs et une taille de faisceau moyenne de 40 μm . Pour initier une lentille de Kerr similaire dans le cristal Yb : CALGO qui possède un indice non linéaire six fois plus important (ie. $\bar{n}_2 = 9.10^{-20} \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) et rester dans les conditions de fonctionnement du régime ML, il est nécessaire d'ajuster quelques paramètres tels que la puissance intracavité ou la longueur du cristal. Afin de préserver un gain important et une puissance moyenne élevée, nous avons fait le choix de réduire la puissance intracavité en augmentant la valeur du coupleur de sortie. L'utilisation d'un coupleur de sortie à haute transmission présente l'avantage de réduire facilement la puissance intracavité tout en conservant une puissance de sortie importante.

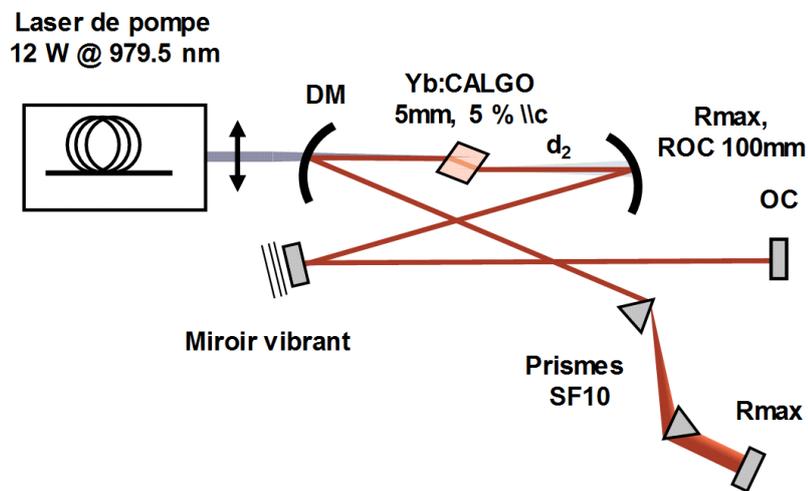


FIGURE 3.32 – Schéma de l'oscillateur Yb : CALGO. MD : miroir dichroïque HT 980/ HR 1030 nm, ROC : Rayon de courbure du miroir sphérique, OC : coupleur de sortie

Dans cette configuration, nous avons utilisé un cristal d'Yb : CALGO coupé à angle de Brewster et de dimensions $5 \times 4 \times 2 \text{ mm}^3$ (L,l,h) dopé à 5% posé sur une monture en cuivre refroidie par eau. Nous avons choisi un cristal coupé suivant l'axe C (propagation suivant l'axe optique) afin de bénéficier d'une section efficace d'émission stimulée la plus large et élevée possible (polarisation

π). Le cristal d'Yb : CALGO est placé entre deux miroirs concaves de rayon de courbure 100 mm dans une cavité en configuration X. A cause de l'important indice de réfraction de l'Yb : CALGO ($n=1.89$), il est nécessaire de modifier l'angle d'incidence des miroirs de la sous cavité afin de compenser l'astigmatisme causé par l'utilisation d'un tel cristal à angle de Brewster. D'après la formule 3.43 issue de [9], l'astigmatisme se compense, dans le cas d'une cavité où les deux miroirs courbes sont identiques, lorsque l'angle d'incidence θ_m satisfait la relation suivante :

$$l/n^3(n^2 - 1) = R/2 \cdot \sin(\theta_m) \cdot \tan(\theta_m) \quad (3.43)$$

Où n est l'indice de réfraction du matériau, l la longueur du cristal et R la courbure des miroirs de la sous cavité. Ainsi, en tenant compte des paramètres de notre oscillateur, un angle d'incidence de 8° est nécessaire pour obtenir un mode circulaire en sortie. Les bras L1 et L2 de la cavité ont été légèrement raccourcis et mesurent maintenant respectivement 560 et 900 mm portant la longueur totale de la cavité à 1.56 m.

Le cristal est pompé longitudinalement à travers le miroir dichroïque par un laser fibré délivrant un faisceau monomode polarisé linéairement et délivrant 12 W à la longueur d'onde de 979.5 nm. Comme précédemment, la pompe est focalisée dans le cristal à $20 \mu\text{m}$ (rayon en $1/e^2$). Lorsque le point de focalisation de la pompe est positionné au centre du cristal, la saturation de l'absorption du cristal conduit à une puissance de pompe non absorbée sans effet laser de 4 watts. Les miroirs utilisés dans la cavité sont tous spécifiés avec une faible GDD et la distance qui sépare la paire de prisme en SF10 est de 450 mm. Nous estimons que la dispersion d'ordre deux de la cavité s'élève à -2200 fs^2 par aller-retour.

3.4.1.2 Performances laser

Lors de cette étude nous avons été amenés à tester plusieurs cristaux d'Yb : CALGO. Du fait de la relative nouveauté du procédé de croissance cristalline de ce cristal, les méthodes de fabrication ne sont, jusqu'à présent, pas aussi reproductibles et d'aussi bonne qualité que celles de cristaux plus couramment produits. Nous nous sommes rendu compte d'une certaine inhomogénéité optique dans plusieurs cristaux ainsi qu'une non-suppression de centres colorés (cf. figure 3.33).

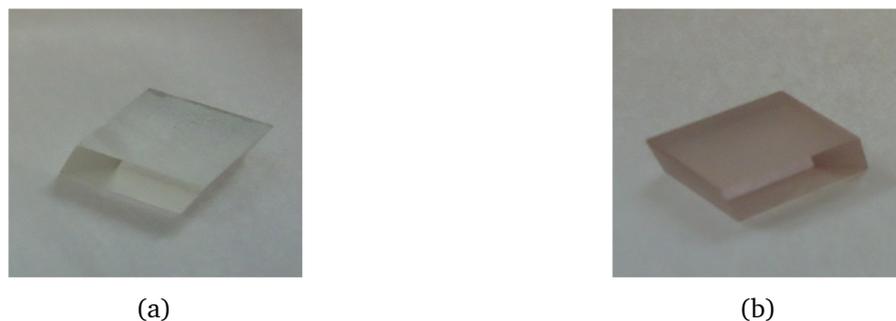


FIGURE 3.33 – (a) Cristal d'Yb : CALGO n°1 sans centre coloré. (b) Cristal d'Yb : CALGO n°2 avec des centres colorés

Notre choix s'est porté sur les cristaux d'aspect transparent plus favorable à l'obtention de meilleures performances. En cavité nous avons comparé les performances laser de deux cristaux

dopés à 5 % provenant du même fournisseur. La figure 3.34 présente la puissance laser obtenue en régime continu en fonction de la puissance de pompe avec un coupleur de sortie de 35%.

Il est intéressant de constater la disparité du comportement en fonctionnement laser de ces deux cristaux. Le cristal n°1 montre une qualité supérieure en termes de performance laser avec une efficacité optique-optique égale à 41.6 % contre 29 % pour le cristal n°2. Nous notons également une différence dans le comportement thermique. En effet, nous pouvons noter une variation importante du profil modal en sortie de l'oscillateur suivant le cristal utilisé. Cette dégradation apparaît au fur et à mesure que la puissance de pompe augmente et, est caractéristique d'une contrainte thermique non négligeable dans ce cristal. Dans la suite de notre étude, les performances obtenues ont été réalisées avec le cristal n°1.

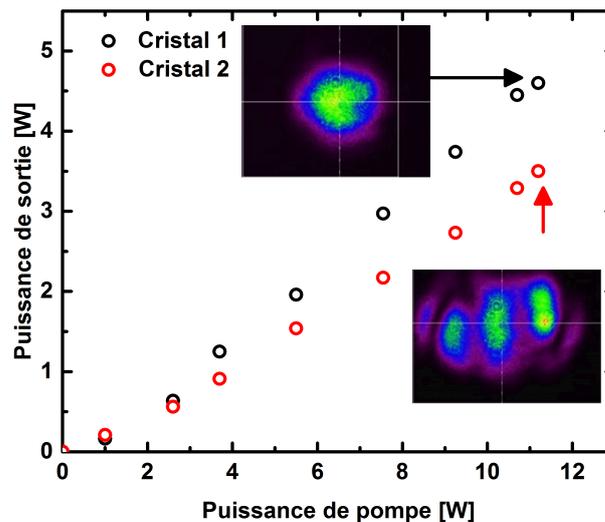


FIGURE 3.34 – Performances laser en régime continu de deux cristaux d'Yb : CALGO en cavité avec un coupleur de 35 %.

En fonctionnement laser et pour un coupleur de sortie de 35%, la puissance délivrée atteint 4.5 watts avec 12 W de pompe. Le spectre est centré à 1045 nm et nous mesurons 2 W de puissance de pompe non absorbée.

3.4.1.3 Accordabilité

Nous avons effectué une mesure de l'accordabilité spectrale de l'Yb : CALGO en insérant une fente ajustable dans notre cavité. Nous avons observé un effet laser sur la plage de longueur d'onde allant de 1005 nm à 1070 nm soit plus de 65 nm (cf. figure 3.35). Par comparaison avec la courbe obtenue avec l'Yb : CaF₂ (figure 3.21), la plage d'accordabilité est plus large et surtout moins modulée ce qui est primordiale pour obtenir des impulsions à large support spectral. Cette mesure confirme l'intérêt de l'Yb : CALGO pour la génération d'impulsions ultra brèves.

3.4.2 Performances en régime impulsionnel

Dans cette partie nous détaillerons les résultats obtenus en régime de blocage de mode dans la configuration précédemment décrite. La durée des impulsions étant l'une des caractéristiques

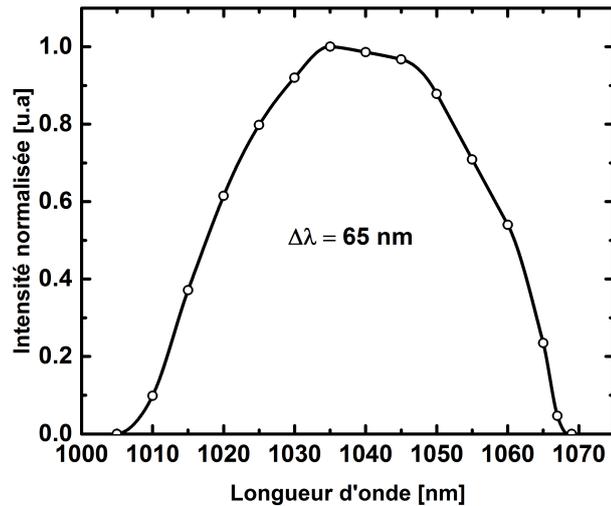


FIGURE 3.35 – Accordabilité en longueur d’onde en régime continu de l’oscillateur Yb : CALGO

essentielles justifiant l’utilisation de la technique de blocage de mode par effet Kerr, nous présentons l’ensemble des configurations étudiées pour améliorer la brièveté des impulsions produites par l’oscillateur Yb : CALGO.

3.4.2.1 Résultats expérimentaux

Afin d’établir le régime impulsionnel, nous plaçons la cavité en limite de stabilité en ajustant la distance d_2 . La puissance moyenne chute alors à 900 mW en régime continu. Nous avons tracé l’évolution de la puissance de sortie en fonction de la distance d_2 (cf. figure 3.36) en indiquant en rouge le point de fonctionnement.

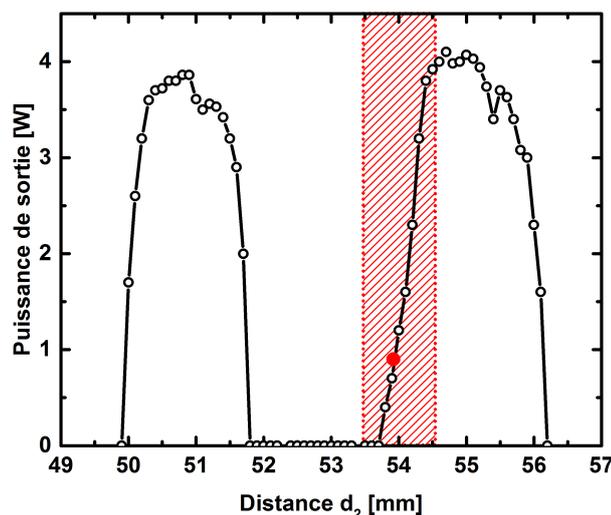


FIGURE 3.36 – Diagramme de stabilité de la cavité Yb : CALGO

Le régime impulsionnel démarre alors par une vibration d’un des miroirs de la cavité. Lorsque le régime à blocage de mode en phase est établi, l’oscillateur délivre un train d’impulsions à la

fréquence de répétition de 96 MHz avec une puissance moyenne de 1.1 W lorsque la puissance de pompe utilisée est de 8.9 watts. Notons que lorsque le régime à blocage de mode en phase se déclenche, la puissance moyenne augmente légèrement du fait du meilleur recouvrement entre le faisceau de pompe et le mode de cavité du régime impulsif. Dans cette configuration (OC = 35% et pompe = 8.9 W), la largeur spectrale des impulsions atteint 34 nm (FWHM) à la longueur d'onde centrale de 1045 nm (cf figure 3.37a) et devrait permettre l'obtention d'impulsions de 40 fs (TF du spectre expérimental). En assumant un profil *sech*², la durée des impulsions mesurées par un autocorrélateur est de 94 fs (FWHM) (cf. figure 3.37b).

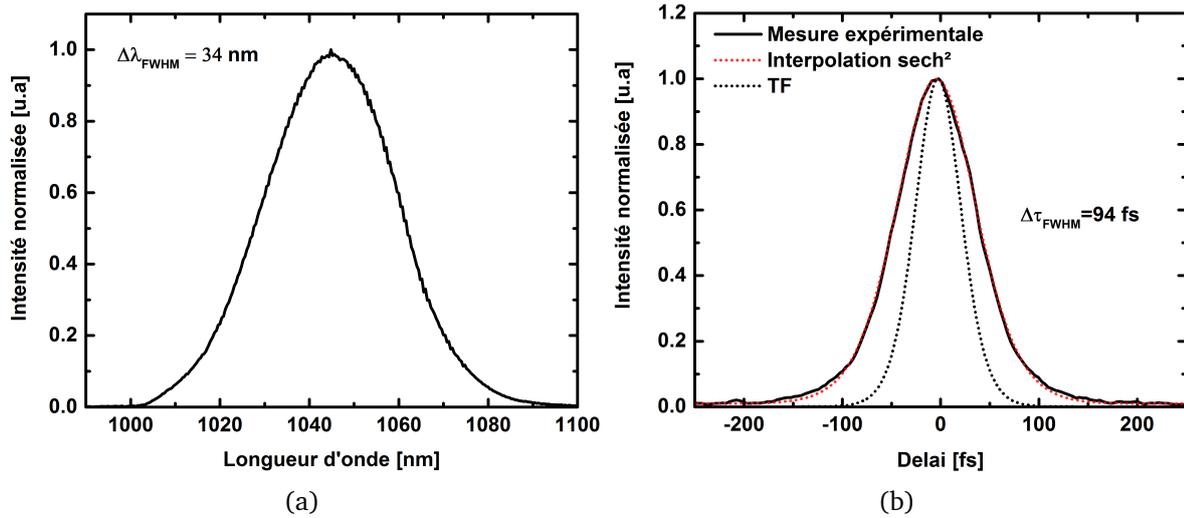


FIGURE 3.37 – (a) Spectre expérimental, (b) Trace d'autocorrélation expérimentale

De manière similaire à l'oscillateur Yb : CaF₂, les impulsions délivrées en sortie du coupleur de l'oscillateur ont une phase spectrale quadratique qui peut être annulée par l'utilisation d'un compresseur externe à la cavité. Ainsi après 10 rebonds sur des miroirs dispersifs ajoutant -100 fs² par réflexion, la phase spectrale résiduelle est quasi nulle comme l'atteste la mesure effectuée par SHG-FROG (cf. figure 3.38). En sortie du compresseur externe, une durée de 40 fs (FWHM) est obtenue et est corroborée avec une mesure d'autocorrélateur indépendante ($\tau_{autoco} = 58$ fs). La mesure SHG FROG ainsi que les reconstructions temporelles et spectrales sont présentées sur la figure 3.38. En sortie de compresseur, le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ est égal à 0.373.

En adaptant la cavité utilisée pour l'oscillateur Yb : CaF₂, nous avons réussi à générer avec l'Yb : CALGO des impulsions de 40 fs avec une puissance de sortie de 1.08 W en sortie de compresseur (Transmission compresseur 98%). Cependant, au vu de la bande spectrale accessible, une réduction de la durée des impulsions doit être possible. C'est précisément ce que nous allons démontrer dans le paragraphe suivant.

3.4.2.2 Optimisation de la durée d'impulsion

Dans le but d'optimiser la durée des impulsions, nous avons étudié l'influence de la transmission du coupleur de sortie sur la dynamique du régime solitonique. Le critère de stabilité d'une cavité à blocage de mode par effet Kerr ainsi que l'établissement d'un régime solitonique

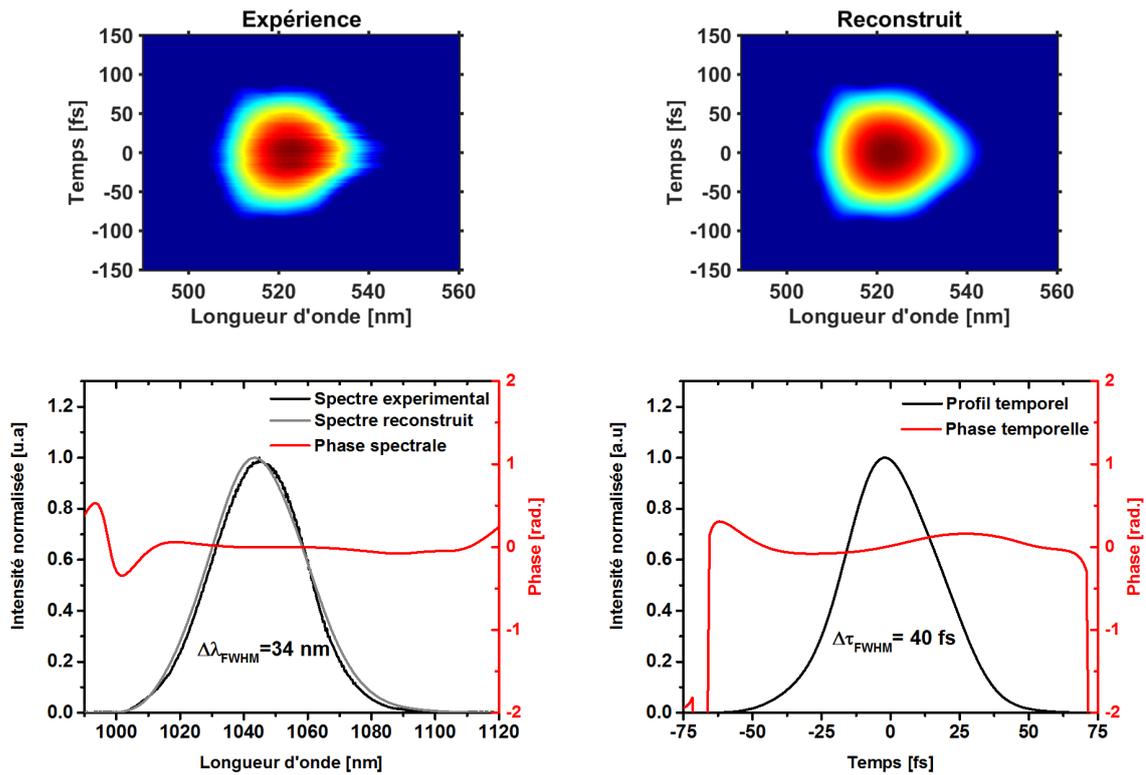


FIGURE 3.38 – Traces SHG-FROG expérimentales et reconstruites. Spectre expérimental et reconstruit avec la phase spectrale associée. Profil temporel de l'impulsion mesuré ainsi que sa phase associée.

mono-impulsionnel, impose une puissance crête intracavité constante quel que soit le coupleur de sortie. En ajustant la puissance de pompe pour respecter cette condition et atteindre un régime du soliton unique, nous avons obtenu pour différents coupleurs de sortie les résultats résumés dans le tableau 3.3. L'augmentation de la transmission du coupleur de sortie permet

Coupleur de sortie (%)	Ppompe (W)	P sortie (mW)	P intracavité (W)	λ_c (nm)	$\Delta\lambda$ (nm)	$\Delta\tau$ (fs)
3	3.6	90	3	1063	51	32
10	4.3	280	2.8	1056	46	35
20	6.3	640	3.2	1052	41	37
35	8.9	1100	3.14	1045	34	40

TABLE 3.3 – Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus pour différentes valeurs de coupleur de sortie de la cavité

clairement d'obtenir plus de puissance moyenne par le simple fait d'utiliser plus de puissance de pompe pour maintenir une puissance crête intracavité constante. Cependant, la dynamique laser change notablement avec une variation significative du spectre des impulsions générées suivant le coupleur choisi. La figure 3.39a présente les spectres obtenus pour les différents coupleurs

de sortie testés. Notons qu'expérimentalement, il est très aisé d'obtenir le régime impulsif lorsque l'on règle correctement la puissance de pompe. Ajoutons également que la dispersion est ajustée à chaque mesure pour obtenir le spectre le plus large possible en sortie de l'oscillateur.

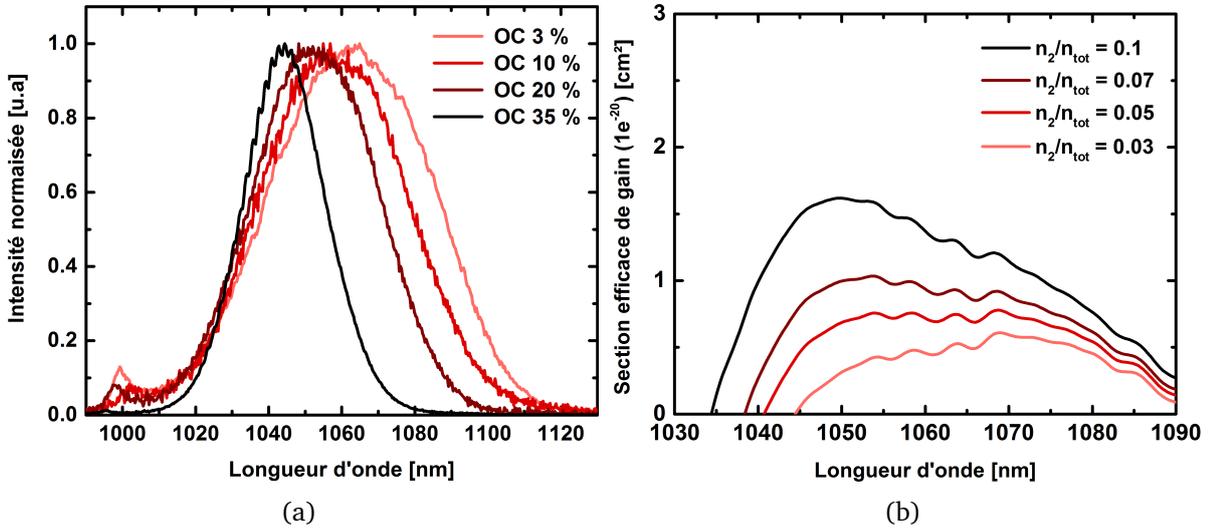


FIGURE 3.39 – (a) : Spectres expérimentaux enregistrés pour différentes transmissions du coupleur de sortie . (b) : Évolution de la section efficace de gain en fonction du taux d'inversion de population dans l'Yb : CALGO.

De manière analogue aux autres matériaux dopés ytterbium et plus généralement pour les matériaux laser à trois niveaux, la section efficace de gain est une fonction dépendante de la longueur d'onde et de l'inversion de population dans le cristal. Dans notre cas, nous observons un décalage vers les grandes longueurs d'ondes pour une transmission du coupleur de sortie décroissante. Cette observation est bien corrélée à l'évolution du gain spectral du cristal Yb : CALGO en fonction des pertes de la cavité. En pondérant par l'inversion de population les sections efficaces d'émission et d'absorption et en assumant que la majorité des pertes proviennent du coupleur de sortie, il est possible de déterminer la section efficace de gain de l'Yb : CALGO pour les différents coupleurs de sorties utilisés.

La formule permettant de déterminer l'inversion de population en fonction des pertes de la cavité est donnée par la formule 3.44 :

$$\ln \sqrt{T_{OC}} = g_L = \int_0^L [n_2(r, z)(\sigma_{em}(\lambda_L) + \sigma_{abs}(\lambda_L)) - \sigma_{abs}(\lambda_L)n_{tot}] dz \quad (3.44)$$

Avec T_{OC} le coefficient de transmission du coupleur, g_L le gain linéique, n_{tot} le nombre d'ions par unité de volume, n_2 le nombre d'ions dans un état excité par unité de volume, σ_{abs} et σ_{em} respectivement les sections efficaces d'absorption et d'émission qui dépendent de la longueur d'onde, L la longueur du cristal.

Pour un coupleur de sortie de 35%, nous estimons que l'inversion de population moyenne dans le cristal atteint 10.7 % de la population totale conduisant à maximiser la section efficace de gain au voisinage de 1045 nm (cf. figure 3.39b). Dans le cas d'un coupleur de sortie de 3%, l'inversion de population moyenne dans le cristal Yb : CALGO avoisine 3.9% et favorise

l'amplification au voisinage de 1065 nm.

En plus du décalage spectral de la longueur d'onde centrale des impulsions délivrées, nous observons une augmentation de la largeur spectrale des impulsions lorsque la transmission du coupleur de sortie est réduite. Même si la variation de la section efficace de gain en fonction du coupleur de sortie peut expliquer la variation de la longueur d'onde centrale du spectre des impulsions, elle n'explique pas à elle seule l'augmentation du support spectral des impulsions. En fait, il est difficile voire impossible de contrôler parfaitement la courbe de dispersion des miroirs dichroïques dans la zone spectrale où le traitement diélectrique des miroirs devient transmittant. Pour évaluer l'impact de la GDD du traitement dichroïque, nous avons remplacé le second miroir de la sous cavité (miroir avec une faible GDD) par un miroir dichroïque de courbure identique à celui utilisé et ainsi exacerber l'influence du traitement dichroïque sur la GDD intracavité. Sur la figure 3.40, nous comparons les spectres obtenus dans une configuration à un ou deux miroirs dichroïques pour un coupleur de 10% de transmission. Nous traçons également en pointillés, la GDD de la cavité pour chacune des configurations.

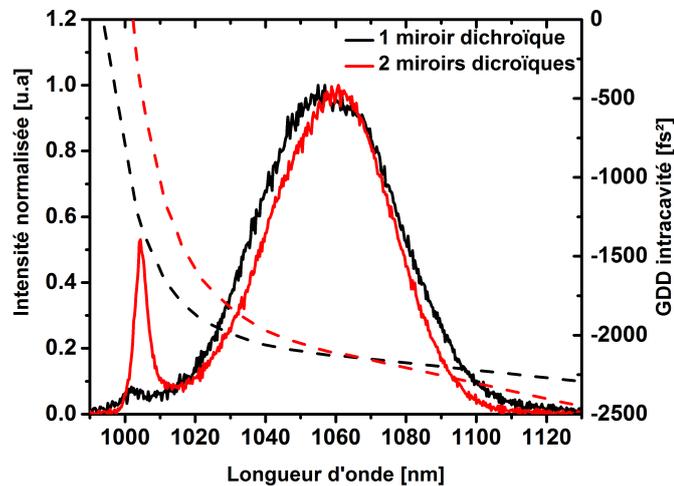


FIGURE 3.40 – Spectres obtenus et GDD intracavité associées pour une configuration de cavité avec un ou deux miroirs dichroïques et un coupleur de sortie de 10%.

Cette figure montre clairement que le spectre de l'impulsion femtoseconde tend à se décaler vers de plus grandes longueurs d'onde pour se centrer là où la GDD est aussi constante que possible. L'addition du second miroir dichroïque détériore l'uniformité de la GDD intracavité et conduit à une réduction de la largeur spectrale de 46 nm (un miroir dichroïque) à 40 nm (deux miroirs dichroïques). Notons également l'apparition d'un pic autour de 1000 nm. Ce phénomène a déjà été étudié par J. Hermann et al. [56] et provient d'une variation importante de la dispersion intracavité dont l'origine ici est la GDD du traitement diélectrique des miroirs dichroïques dans la zone spectrale 1020-1000 nm. Cette structure s'observe également dans la configuration avec un seul miroir dichroïque mais à une intensité moindre. C'est donc la contribution combinée de l'inversion de population et de la GDD non contrôlée du traitement dichroïque qui explique la réduction spectrale observée lorsque la transmission du coupleur de sortie augmente. Obtenir une durée d'impulsion plus courte avec un coupleur de sortie dont le coefficient de transmission est plus important requiert alors un meilleur contrôle de la GDD autour de 1000 nm du miroir

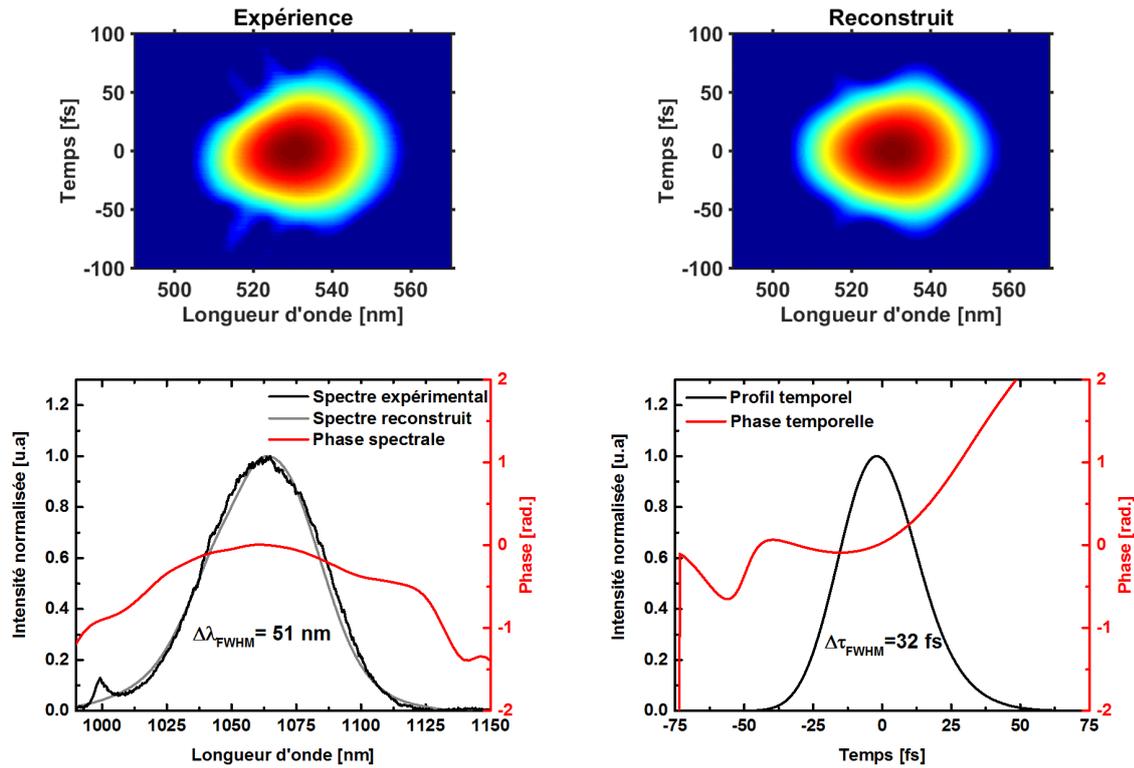


FIGURE 3.41 – Traces SHG-FROG expérimentales et reconstruites. Spectre expérimental et reconstruit avec la phase spectrale associée. Profil temporel mesuré de l'impulsion ainsi que sa phase associée.

dichroïque utilisé.

De cette analyse, il n'est pas surprenant d'obtenir les durées les plus courtes avec un coupleur de sortie de 3%. Le spectre mesuré est centré à 1063 nm avec une largeur spectrale de 51 nm et une puissance moyenne de 90 mW avec seulement 3.6 W de puissance de pompe. Le spectre, de forme gaussienne, est représenté sur les figures 3.39a et 3.41. Après une compression externe ($\sim 1000 f_s^2$) par l'intermédiaire de miroirs dispersifs, nous mesurons par l'intermédiaire d'un dispositif SHG-FROG une durée d'impulsion limitée par transformée de Fourier de 32 fs. Dans cette configuration, le produit $\Delta\nu \cdot \Delta\tau$ est égal à 0.433. Le spectrogramme obtenu ainsi que le profil temporel reconstruit de l'impulsion sont présentés sur les figures 3.41.

Nous avons caractérisé le profil modal du faisceau en sortie d'oscillateur. Nous avons mesuré un facteur de qualité spatial $M^2_x \cdot M^2_y$ égal à 1.15 et 1.23 sans présence d'astigmatisme comme l'atteste la figure 3.42a.

La stabilité du blocage de mode dans l'oscillateur Yb : CALGO est bonne puisque le régime impulsionnel persiste pendant plusieurs heures de fonctionnement. Au-delà de cette observation de la robustesse de ce point de fonctionnement, nous avons caractérisé le spectre radiofréquence du train d'impulsion à l'aide d'une photodiode rapide (bande passante de 1 GHz). La figure 3.42b présente le spectre radio-fréquence mesuré sur une plage de 1 MHz avec une résolution de 3 kHz ainsi que sur une plus large plage (1 GHz) avec une résolution de 25 kHz. Ces mesures sont

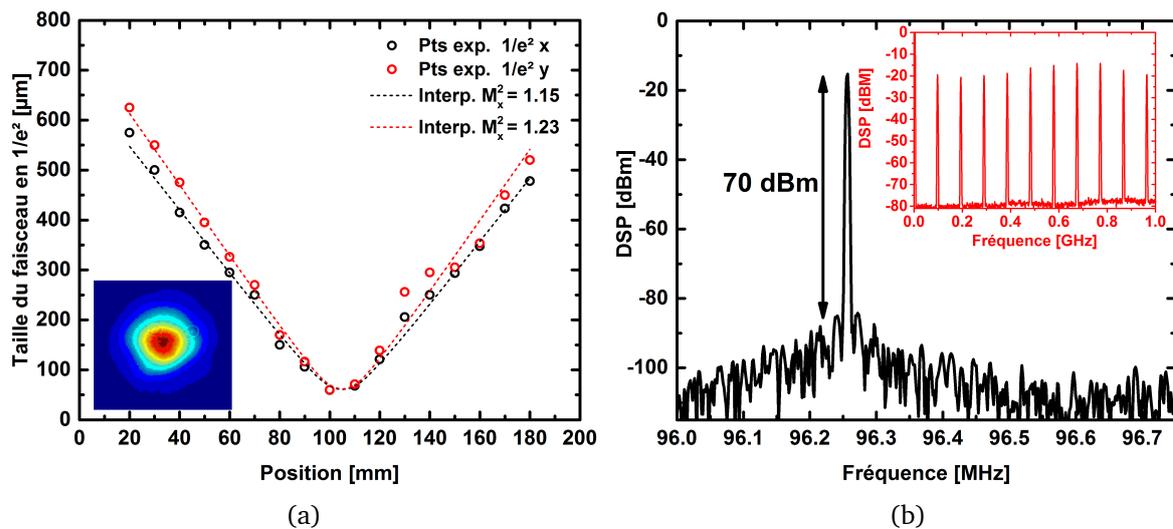


FIGURE 3.42 – (a) : Mesure expérimentale de la caustique du faisceau de sortie de l'oscillateur en régime de fonctionnement impulsionnel; (b) : Spectre radiofréquence du train d'impulsions sur une plage de 1 MHz avec une résolution de 3 kHz. En médaillon, le profil du champ proche et le spectre radiofréquence du train d'impulsions sur une plage de 1 GHz.

effectuées pour le régime de fonctionnement générant les impulsions les plus brèves. Le très bon contraste (70 dBm) et l'absence de modulation sur le spectre plus large sont des gages d'un fonctionnement stable et mono impulsionnel de l'oscillateur Yb : CALGO.

3.4.2.3 Utilisation de miroirs dispersifs

Afin de compacter notre oscillateur et réduire la durée de l'impulsion lorsqu'elle traverse le cristal Yb : CALGO afin d'exacerber l'automodulation de phase, nous discuterons ici de la pertinence d'utiliser des miroirs dispersifs intracavité dans chacun des bras de l'oscillateur.

Des miroirs dispersifs de $-250 fs^2$ par réflexion sont insérés dans chacun des bras de la cavité et les prismes en SF10 sont remplacés par des prismes moins dispersifs en silice, séparés de 120 mm pour ajuster finement la dispersion intracavité. La nouvelle architecture de l'oscillateur est présentée en figure 3.43.

Le régime à blocage de modes est obtenu pour une puissance de pompe de 10 W et un coupleur de sortie de 25%. L'oscillateur délivre alors une puissance de sortie de 1.5 W et des impulsions de 34 nm de largeur spectrale. Le spectre enregistré est présenté en figure 3.44. La durée des impulsions produites dans cette configuration est de 37 fs (FWHM) ; mesure réalisée par un dispositif SHG-FROG.

Nous pouvons observer sur le spectre des impulsions produites, deux pics autour de $1 \mu m$ et $1.1 \mu m$ causés par une dispersion d'ordre supérieur issue du miroir dichroïque d'une part mais aussi des miroirs dispersifs. La courbe en rouge représente la contribution conjointe à la GDD intracavité des différents éléments de la cavité en se basant sur les données du constructeur. De manière analogue à la variation rapide de la GDD du miroir dichroïque au voisinage de 1000 nm, l'insertion des miroirs dispersifs introduit une variation importante de la GDD intracavité

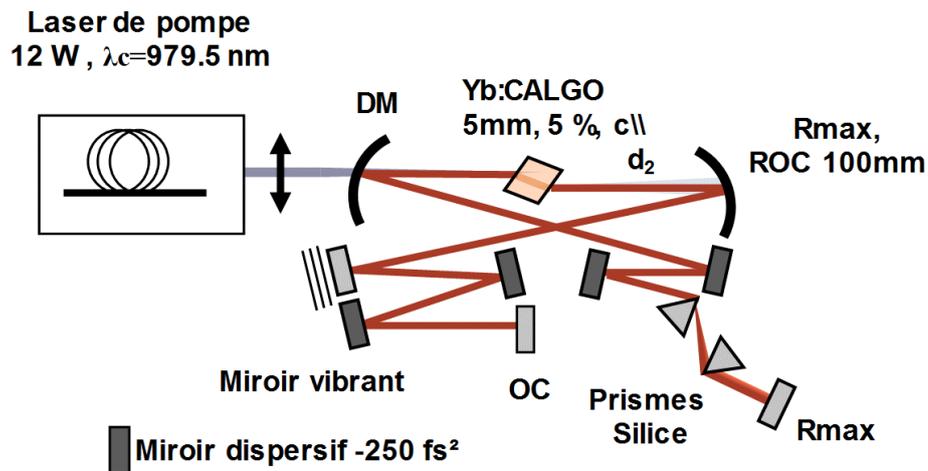


FIGURE 3.43 – Schéma de l'oscillateur *ybcalgo* utilisant des miroirs dispersifs et des prismes en silice

au voisinage de 1100 nm et induit une modulation du spectre des impulsions délivrées par l'oscillateur. En utilisant un coupleur de sortie de 40 % pour diminuer la puissance intracavité, les modulations du spectre se réduisent (cf. courbe grise figure 3.44). Dans cette configuration, l'oscillateur produit une puissance moyenne de 1 W et des impulsions de 43 fs ($\Delta\lambda = 28 \text{ nm}$) après compression externe. Avec cette architecture plus compacte ($20 \times 35 \text{ cm}^2$), nous obtenons des résultats très proches de la configuration avec les prismes en SF10 et un coupleur de sortie de 35 %. Nous pensons que des impulsions plus courtes peuvent être générées moyennant l'utilisation de miroirs dispersifs et de miroirs dichroïques avec une GDD mieux contrôlée sur toute la bande spectrale de l'Yb : CALGO.

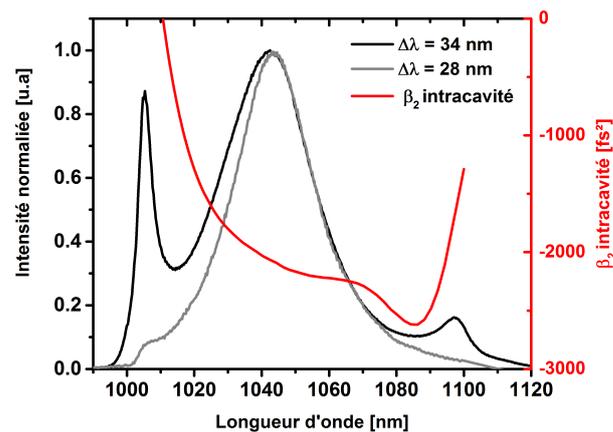


FIGURE 3.44 – Spectres expérimentaux enregistrés pour un oscillateur Yb : CALGO utilisant des miroirs dispersifs. En noir : l'oscillateur délivre 1.5 watts avec un coupleur de sortie de 25%. En gris : un coupleur de sortie de 40% est inséré. Courbe rouge : GDD intracavité calculée.

3.4.2.4 Conclusion

En conclusion, nous avons démontré le premier oscillateur à blocage de mode par une lentille de Kerr sans fente ni SESAM dans l'Yb : CALGO. En utilisant un laser fibré comme source de pompage, nous avons réalisé un oscillateur délivrant des impulsions sub-40 fs à un niveau de puissance moyenne atteignant le watt. Nous avons étudié l'influence de la valeur du coupleur de sortie sur la durée des impulsions générées. Avec un coupleur de sortie de 3%, l'oscillateur délivre des impulsions de 32 fs avec une puissance de 90 mW. Dans cette configuration, la largeur spectrale à mi-hauteur atteint 51 nm à la longueur d'onde centrale de 1063 nm. Ce sont, à notre connaissance, les impulsions les plus courtes jamais générées dans un cristal dopé ytterbium. Ce résultat est la combinaison des excellentes propriétés spectrales de l'Yb : CALGO avec l'utilisation d'une source haute brillance permettant la réalisation d'un oscillateur à blocage de mode par effet Kerr. La conception de nouvelles optiques à GDD contrôlée sur une bande spectrale plus large (miroir dispersif, miroir dichroïque) devrait permettre l'amélioration de ces performances dans une configuration sans prisme pour atteindre des durées d'impulsions plus brèves tout en maintenant la puissance moyenne au niveau du watt.

D'un point de vue plus global, l'utilisation de sources de forte brillance a rendu possible l'obtention d'impulsions ultra brèves en permettant la conception d'un oscillateur à blocage de mode par effet Kerr. Ainsi, que ce soit pour l'Yb : CaF₂ ou l'Yb : CALGO, les performances obtenues sont à l'état de l'art en termes de durée - puissance moyenne dans les oscillateurs ytterbium. Le graphique 3.45 synthétise les performances réalisées à ce jour par des oscillateurs ytterbium produisant des impulsions sub-100 fs.

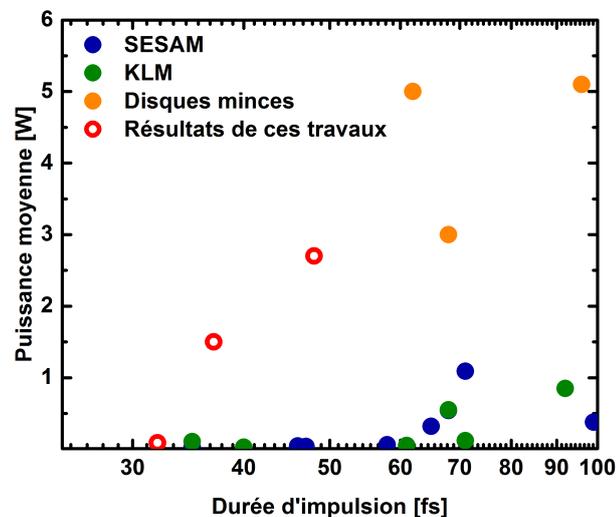


FIGURE 3.45 – État de l'art des oscillateurs ytterbium sub-100 fs

Pour les oscillateurs ultra brefs (< 50 fs), ce graphique permet de mettre en évidence l'intérêt certain du pompage haute brillance dans l'obtention de durées ultra-courtes à des niveaux de puissance de plusieurs watts. Cependant, si l'on devait porter un regard critique, l'énergie des impulsions reste toujours limitée à la dizaine de nJ (36 nJ pour l'Yb : CaF₂ et 10 nJ pour l'Yb : CALGO). Ces énergies modestes reflètent la limitation inhérente des oscillateurs solitoniques. En effet, pour qu'un régime solitonique soit stable, la relation 3.23 doit être vérifiée.

L'unique façon d'accroître sensiblement l'énergie de l'impulsion dans la cavité est d'augmenter significativement la dispersion intracavité et de réduire l'automodulation de phase. Cette stratégie est mise en oeuvre pour les oscillateurs à base de disque mince pour lesquels la dispersion est supérieure à $-10\,000\text{ fs}^2$ avec des matériaux amplificateurs d'une centaine de microns d'épaisseur et des tailles de faisceaux millimétriques. Ainsi, des énergies d'une dizaine de microjoules sont délivrées à des durées d'impulsions de 600 - 800 fs dans l'Yb :YAG [115]. Plus récemment, l'addition d'une lame de saphir dans ce type d'architecture (1 mm) et moyennant le contrôle fin de l'automodulation de phase induite dans cette lame a permis d'obtenir des impulsions de 210 fs et $6.7\ \mu\text{J}$ [12]. Le prix à payer de ce type d'architecture est la brièveté des impulsions produites. Concernant les oscillateurs sub-100 fs avec des points de fonctionnement assez similaires en terme de dispersion intracavité utilisée, la figure 3.45 illustre parfaitement la réduction de l'énergie des impulsions produites à mesure que la durée des impulsions se raccourcit. N'y a-t-il alors aucun moyen d'accroître l'énergie des impulsions générées par un oscillateur sans pour autant sacrifier la brièveté des impulsions ? C'est ce à quoi nous allons tenter de répondre dans le paragraphe suivant.

3.5 Vers un oscillateur sub-100 fs énergétique : Oscillateur Yb : CALGO à dérive de fréquence positive

3.5.1 Contexte et génération d'impulsion à dérive de fréquence positive

Depuis plusieurs années, l'accroissement de l'énergie par impulsion et/ou de la puissance moyenne provenant des oscillateurs sub-100 fs à cristaux massifs connaît un intérêt certain pour diverses applications que sont la conversion de fréquence, la génération de peignes de fréquence ou le micro-usinage. Plusieurs travaux basés sur l'allongement de la cavité dans le but d'accroître l'énergie par impulsions en diminuant la fréquence de répétition ont démontré des résultats prometteurs atteignant plusieurs centaines de nanojoules [20]. Cependant, nous l'avons vu, dans un oscillateur fonctionnant en régime solitonique, l'énergie et la durée de l'impulsion sont régies par une relation (équation 3.23) qui borne la puissance crête intracavité à une valeur proche de la puissance d'autofocalisation du milieu amplificateur. Au-delà, le soliton généré se divise en un soliton d'ordre N . L'augmentation de l'énergie des impulsions dans une cavité en régime solitonique nécessite alors d'augmenter la dispersion intracavité ce qui a pour conséquence l'allongement de la durée des impulsions générées.

Pour dépasser ces limitations, une alternative intéressante basée sur la génération d'impulsions dans un régime de dispersion positive semble prometteuse. En effet, en régime de dispersion négative, les impulsions générées ont peu de phase temporelle, elles sont proches de la limite de la transformée de Fourier du spectre. Cela est la conséquence naturelle du blocage de mode solitonique puisque la dispersion positive introduite par l'automodulation de phase est compensée par la dispersion négative introduite par les prismes. L'équilibre entre les non-linéarités et la dispersion conserve le soliton dans un état stable. En régime de dispersion positive, la résolution de l'équation non-linéaire de Schrödinger a pour solution $a(t)$:

$$a(t) = \sqrt{P} \operatorname{sech}(t/\tau)^{1+i\Psi} \quad (3.45)$$

Nous remarquons la similitude de la solution du soliton en régime de dispersion négative (équation 3.22). Le terme supplémentaire Ψ représente la dérive de fréquence de l'impulsion d'enveloppe $a(t)$. Cela signifie que l'impulsion est étirée Ψ -fois en comparaison de la solution solitonique en régime de dispersion négative. Cela a plusieurs conséquences importantes :

- La puissance crête de l'impulsion est réduite d'un facteur Ψ qui peut atteindre 100.
- La dispersion intracavité positive est approximativement réduite d'un ordre de grandeur par rapport à celle requise en régime solitonique [65]
- L'accroissement de l'énergie par impulsion amène à une augmentation de la dérive de fréquence suivant la relation 3.46 [65] :

$$2\Delta \approx \frac{8\pi\Psi}{\delta E} \quad (3.46)$$

avec Δ la largeur à mi-hauteur du spectre de l'impulsion. De cette relation nous remarquons que l'augmentation de la largeur du spectre de l'impulsion entraîne une augmentation proportionnelle de la dérive de fréquence ou du rapport Ψ/E .

- Les spectres caractéristiques obtenus dans ce régime présentent une forme en Π .

L'explication physique de l'existence du régime de dispersion positive est la suivante : l'automodulation de phase induit un élargissement substantiel du spectre ainsi qu'une dérive en fréquence des composantes spectrales de l'impulsion. Parallèlement, le filtrage spectral par le gain du milieu amplificateur limite cet élargissement et par conséquent la durée de l'impulsion intracavité. L'action réciproque entre ces mécanismes supporte une solution stationnaire nommée *soliton à dérive de fréquence*. Les considérations théoriques de ce régime ne seront pas plus détaillées plus dans ces travaux et nous invitons le lecteur à lire les différents travaux théoriques sur ce sujet [66], [65].

En considérant que la modification apportée par les effets non-linéaires et la dispersion sont infinitésimaux comparés au pas dz de la propagation de l'impulsion, l'équation de Schrödinger peut être résolue numériquement par un algorithme basé sur la méthode de *split step Fourier*. La modification de l'impulsion au cours de sa propagation est alternativement calculée dans le domaine temporel puis dans le domaine fréquentiel. Plus rigoureusement, l'équation de Schrödinger non linéaire ne suffit pas pour obtenir une solution exacte du soliton en régime de dispersion positive. En effet, le soliton à dérive de fréquence est la solution d'une équation plus générale nommée *équation non-linéaire complexe de Ginzburg-Landau cubique quintique* [65] pour laquelle les ordres supérieurs à 2 des non-linéarités sont pris en compte. En première approximation, les solutions calculées par la résolution de l'équation de Schrödinger non-linéaire en régime de dispersion positive restent descriptives quant à l'influence des différents paramètres clés du régime solitonique (dispersion, non linéarité, large spectrale du milieu amplificateur, pertes) sur les caractéristiques spectrales et temporelles de l'impulsion générée.

A titre d'exemple, nous avons calculé avec le logiciel Fiberdesk les caractéristiques d'une impulsion solitonique en régime de dispersion positive en intégrant les différents éléments qui déterminent le point de fonctionnement et de stabilité de l'oscillateur : milieu à gain, milieu non-linéaire, milieu dispersif et absorbant saturable (supposé instantané ici). Pour cette simulation, les paramètres utilisés sont listés dans le tableau 3.4 :

Les résultats de la simulation sont présentés dans le domaine spectral et temporel sur les

Paramètres	Notations	Valeurs
Largeur bande de gain	Δ_g	50 nm
Gain linéique	g_0	4 m ⁻¹
Longueur cristal	L	5 mm
Diamètre du mode (en 1/e ²)	w_0	20 μm
Indice non-linéaire	\bar{n}_2	9.10 ⁻²⁰ W/m ²
Pertes	l	10 %
Modulation absorbant saturable	ΔR	10 %
Dispersion totale	β_2	+300 fs ²
Longueur cavité	L_c	1 m
Durée de l'impulsion initiale	τ_{0p}	1.5 ps
Énergie de l'impulsion initiale	E	1 pJ
Largeur spectrale de l'impulsion initiale	$\Delta\lambda_0$	1 nm
Longueur d'onde centrale	λ_0	1040 nm

TABLE 3.4 – Valeurs des différents paramètres utilisés dans Fiberdesk pour observer pas à pas la formation du soliton en régime de dispersion.

figures 3.46a et 3.46b.

Ainsi, au cours de sa propagation, l'impulsion voit son énergie croître en même temps que son support spectral. Cependant, contrairement à un régime solitonique en dispersion négative, la durée de l'impulsion continue d'augmenter jusqu'au point d'équilibre où l'élargissement spectral généré par l'automodulation de phase compense la réduction de la durée d'impulsion induite par le rétrécissement spectral par le gain de l'amplificateur. Dans notre simulation, la condition de stabilité est atteinte lorsque l'impulsion approche une énergie intracavité de 500 nJ et une puissance crête de 250 kW. Un spectre en forme de Π de 37 nm pour une durée d'impulsion de 2.8 ps est finalement obtenu en régime stationnaire. Nous pouvons noter que la dérive de fréquence du soliton produit est principalement quadratique (cf. figure 3.46c et pourra donc être annulée par un système dispersif extra-cavité.

Ce régime de fonctionnement est bien connu dans les oscillateurs fibrés [105] mais reste peu étudié dans les lasers à cristaux. Ces oscillateurs à dérive de fréquence positive ("*Chirped pulse oscillators*" en anglais plus connu sous l'acronyme de "CPO") sont particulièrement bien adaptés à la génération d'impulsions énergétiques et courtes (sub-100 fs). Ainsi, quelques travaux ont démontré la possibilité de générer des impulsions sub 50-fs dans le titane : saphir avec une énergie supérieure à 1 μJ à des cadences supérieures à 10 MHz [67]. Dans des matériaux massifs dopés ytterbium, peu de travaux sur ce type d'oscillateur ont été réalisés à ce jour et aucune démonstration de génération d'impulsions sub-100 fs en régime de dispersion positive n'a été réalisée. Par son indice non-linéaire élevé ($\bar{n}_2 = 9.10^{-20} \text{ m}^2.W^{-1}$) et sa bande d'amplification très large, l'Yb : CALGO est le candidat idéal pour la génération d'impulsions ultra-brèves en régime de dispersion positive.

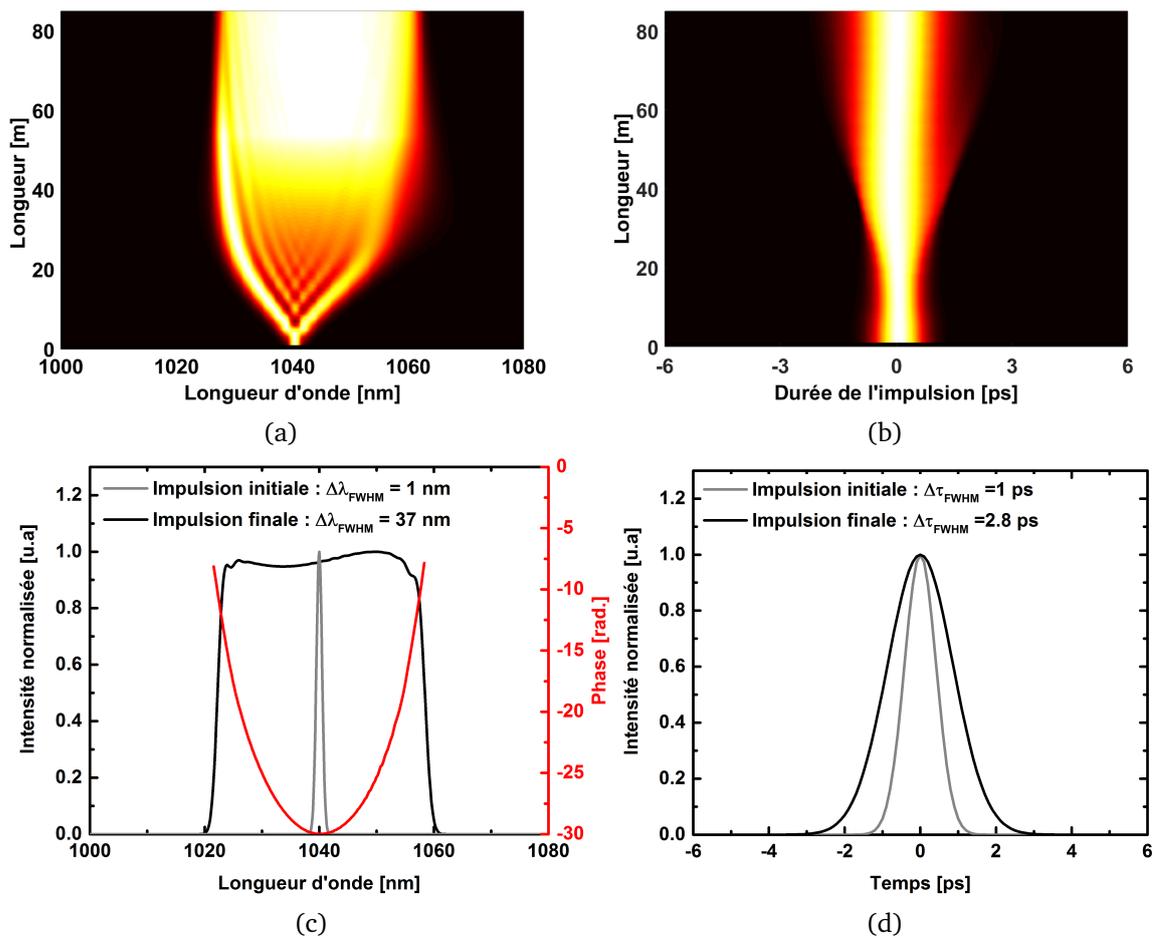


FIGURE 3.46 – Construction du soliton en régime de dispersion positive après 40 aller-retour dans la cavité : (a) Évolution du spectre, (b) Évolution du profil temporel, (c) Spectre initial et final, (d) IProfils temporels de l'impulsion initiale et finale.

3.5.2 Oscillateur Yb : CALGO à dérive de fréquence positive

3.5.2.1 Montage expérimental

Le dispositif expérimental est illustré sur la figure 3.47. Le blocage de mode est toujours ici effectué par la lentille de Kerr induite dans le milieu amplificateur rendu possible grâce au pompage haute brillance du cristal Yb : CALGO.

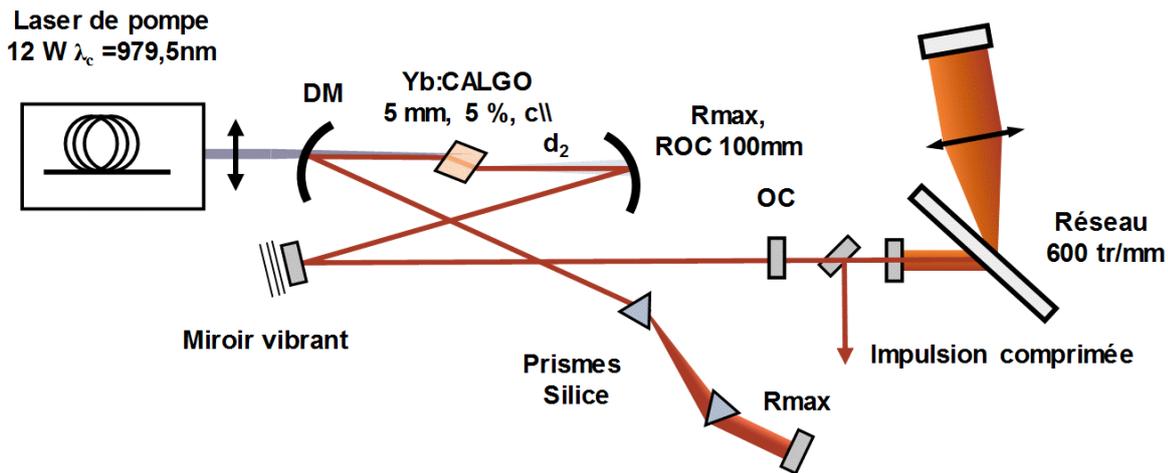


FIGURE 3.47 – Dispositif expérimental de l'oscillateur opérant en régime de dispersion positive.

Pour cette expérience, nous avons conservé l'architecture de l'oscillateur exposée au cours de la section 3.4.1.1. La cavité est modifiée de telle sorte que la dispersion intracavité soit positive ou nulle. Pour cela, les prismes en SF10 ont été remplacés par une paire de prismes en silice, moins dispersive, écartés de 20 cm afin de permettre un réglage fin de la dispersion intracavité au voisinage d'une dispersion nulle. De manière à maintenir une intensité crête de l'impulsion importante dans le cristal Yb : CALGO alors que la durée de l'impulsion intracavité est de quelques picosecondes, un coupleur de sortie de 10% a été utilisé. La longueur d_2 de la sous cavité est choisie de façon à être en limite de stabilité tout en conservant une puissance moyenne la plus élevée possible. Ainsi la distance d_2 est mesurée à 54.5 mm de la première face du cristal comme le montre le diagramme de stabilité sur la figure 3.48. La puissance moyenne délivrée en continu s'élève à 3.9 watts pour 12 watts de pompe.

Un compresseur de Martinez utilisant un réseau en transmission de 600 tr/mm est placé après le coupleur de sortie pour compenser la dérive de fréquence positive des impulsions générées (plusieurs dizaines de millier de $f s^2$).

3.5.2.2 Résultats

Lorsque la dispersion intracavité est proche de $+200 f s^2$, le blocage de mode par lentille de Kerr est observé produisant un train d'impulsions stable à la cadence de 96 MHz. La puissance moyenne en régime impulsionnel atteint 4.5 W (3.8 en régime continu) en sortie d'oscillateur portant à 470 nJ l'énergie intracavité par impulsion.

Dans ces conditions, nous mesurons un spectre de 36.3 nm de largeur à mi-hauteur à la

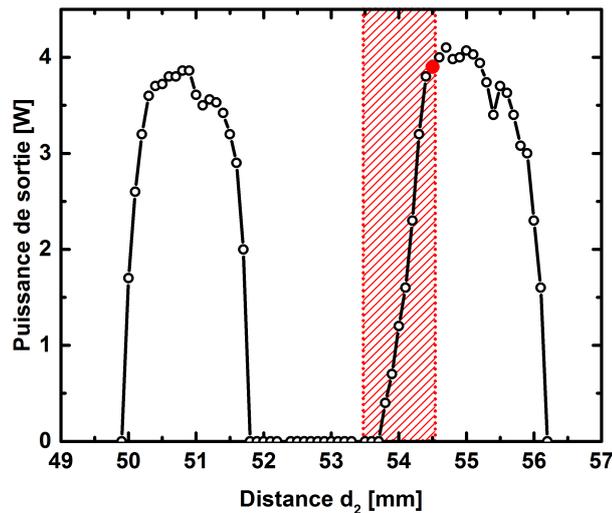


FIGURE 3.48 – Puissance moyenne continue en sortie de l’oscillateur Yb : CALGO et diagramme de stabilité de la cavité. Le point de fonctionnement en régime impulsionnel est indiqué par le point rouge.

longueur d’onde centrale de 1055 nm (cf. figure 3.49a). Comme observé numériquement, le spectre des impulsions générées a une forme Π caractéristique du fonctionnement de l’oscillateur en régime de dispersion positive (cf. figure 3.46c). De même la durée (cf. figure 3.49b) des impulsions en sortie de l’oscillateur est très longue et atteint 1,6 ps après la déconvolution de la trace d’autocorrélation supposée de forme gaussienne (cf. figure 3.46d).

Les caractéristiques spectrales de l’impulsion établie dans la cavité sont extrêmement dépendantes de la dispersion intracavité du fait de l’équilibre entre l’automodulation de phase et le rétrécissement spectral par le gain de l’Yb : CALGO. Expérimentalement, nous avons modifié l’épaisseur de la silice traversée dans les prismes pour changer la dispersion intracavité de 275 fs^2 à 150 fs^2 . Sur cette petite plage de variation la largeur spectrale (FWHM) des impulsions délivrées passe de 31,9 nm à 41,6 nm (cf. figure 3.50) avec un niveau de puissance moyenne proche de 4.5 watts. Pour chaque valeur de dispersion intracavité, nous avons mesuré la trace d’autocorrélation associée. A mesure que le spectre s’élargit la durée des impulsions délivrées en sortie d’oscillateur croît proportionnellement indiquant une dérive de fréquence constante quelle que soit la dispersion intracavité utilisée ici. Les différentes mesures réalisées en fonction de la dispersion intracavité sont résumées dans le tableau 3.5.

Dispersion intracavité $\beta_2 \text{ (fs}^2\text{)}$	Largeur spectrale $\Delta\lambda \text{ (nm)}$	Durée autocorrélateur $\tau_{ac} \text{ (ps)}$	Durée TF $\tau_p \text{ (fs)}$
275	31.9	2	99
200	36.3	2.3	85
150	41.6	2.6	77

TABLE 3.5 – Évolutions des caractéristiques spectrales et temporelles des impulsions délivrées par l’oscillateur en fonction de la dispersion intracavité.

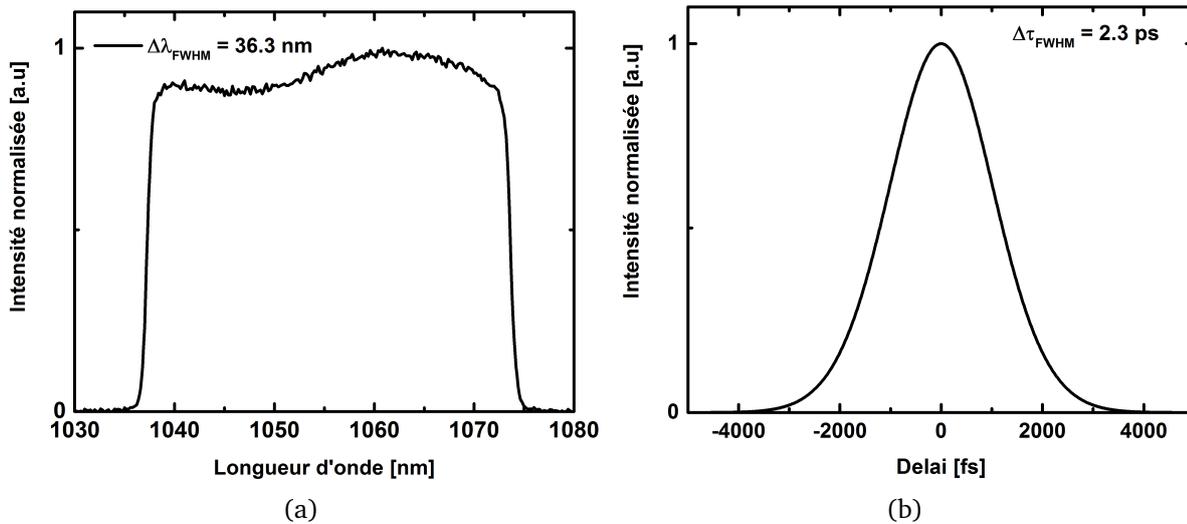


FIGURE 3.49 – Caractéristiques des impulsions délivrées en sortie de l'oscillateur Yb : CALGO en régime de dispersion positive. (a) Spectre obtenu pour une dispersion intracavité de 200 fs^2 . (b) Trace d'autocorrélation de l'impulsion associée.

Les transformées de Fourier des spectres expérimentaux nous donnent des impulsions dont les durées sont comprises entre 99 fs et 77 fs. En considérant pour chaque trace d'autocorrélation que la dérive de fréquence des impulsions délivrées par l'oscillateur est principalement d'ordre 2, la dispersion à compenser est de l'ordre de $+50000 \text{ fs}^2$. Seul un compresseur basé sur un élément très dispersif tel qu'un réseau peut compenser une quantité aussi importante de β_2 . Nous avons donc utilisé en sortie de l'oscillateur un compresseur à réseau (600 traits/mm) nécessitant l'utilisation d'une lentille du fait du faible écartement entre les deux réseaux du compresseur équivalent. La transmission de notre compresseur s'élève à 87 % et réduit la puissance en sortie à 3.9 watts.

A l'aide d'un autocorrélateur, nous avons ajusté la dispersion négative introduite par le compresseur afin de recomprimer au mieux les impulsions. La caractérisation temporelle des impulsions en sortie du compresseur est réalisée ensuite par un dispositif FROG-SHG. Le résultat de la mesure est présenté sur les figures 3.51 lorsque la largeur spectrale des impulsions est de 37 nm (FWHM).

Pour un spectre de 37 nm de largeur à mi-hauteur, la durée recomprimée des impulsions atteint 91 fs soit 1.09 fois la limite de Fourier. Nous attribuons la phase résiduelle à l'utilisation d'un compresseur mal adapté pour des impulsions aussi larges spectralement. Cependant ce résultat représente à notre connaissance, la première démonstration d'un oscillateur solide à base de matériau dopé ytterbium capable de générer des impulsions sub-100 fs en régime de dispersion positive.

Même si l'énergie des impulsions délivrées (39 nJ) reste modeste, notons tout de même la forte augmentation de l'énergie intracavité en comparaison des énergies obtenues en régime solitonique dans l'Yb : CALGO (470 nJ contre 40 nJ environ). La limitation de la puissance de pompe ne nous a pas permis d'obtenir des performances énergétiques plus élevées. Cependant, une piste d'amélioration consisterait à réduire la cadence de notre oscillateur en augmentant

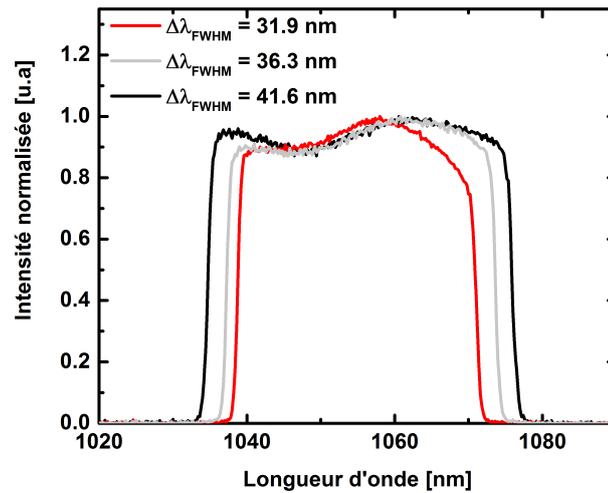


FIGURE 3.50 – Évolution du spectre des impulsions délivrées par l'oscillateur Yb : CALGO en fonction de la dispersion intracavité. Courbe rouge : $\beta_2 = 275 \text{ fs}^2$, courbe grise : $\beta_2 = 200 \text{ fs}^2$, courbe noire : $\beta_2 = 150 \text{ fs}^2$.

la longueur de la cavité. Cette méthode a démontré d'excellents résultats dans les oscillateurs Ti :Saphir avec la production d'impulsions sub-100 fs à un niveau d'énergie mutli- μJ [90] et mériterait d'être explorée avec l'Yb : CALGO. La figure 3.52 synthétise les différents travaux réalisés sur les oscillateurs femtosecondes en régime de dispersion positive dans des matériaux amplificateurs massifs. Exceptés les résultats obtenus dans le Ti :Saphir, matériau de très large bande d'amplification, les performances obtenues avec l'Yb : CALGO sont de tout premier plan.

3.6 Conclusion

L'optimisation des performances d'un oscillateur femtoseconde nécessite de bien comprendre les mécanismes mis en jeu dans la génération des impulsions. Ainsi, nous avons rappelé au cours de ce chapitre, les conditions nécessaires à l'établissement d'un régime solitonique stable. Afin de produire les impulsions les plus courtes possible, nous nous sommes intéressés au blocage de mode en phase par effet Kerr et plus spécifiquement aux conditions de stabilité de la cavité favorisant le régime impulsif. Disposant d'une source de pompage de forte brillance, nous avons pu utiliser la lentille de Kerr induite dans le matériau amplificateur comme une modulation instantanée du gain effectif favorisant le régime impulsif vis à vis du régime continu. Ainsi, grâce au pompage monomode, nous avons pu bénéficier au mieux des caractéristiques spectroscopiques des matériaux utilisés tout en conservant des niveaux de puissance moyenne délivrés importants pour des oscillateurs à base de matériaux massifs. Du fait de leurs larges bandes spectrales d'amplification et de leurs bonnes conductivités thermiques, nous nous sommes intéressés à l'utilisation des deux matériaux Yb : CaF_2 et Yb : CALGO pour la production d'impulsions femtosecondes en pompage haute brillance.

Les premières expériences ont été réalisées avec l'Yb : CaF_2 . Malgré un indice non linéaire faible réduisant la force de Kerr (spatiale et spectrale) dans l'Yb : CaF_2 , l'architecture de l'oscillateur développée et l'amélioration au cours de ces travaux de la brillance des pompes utilisées

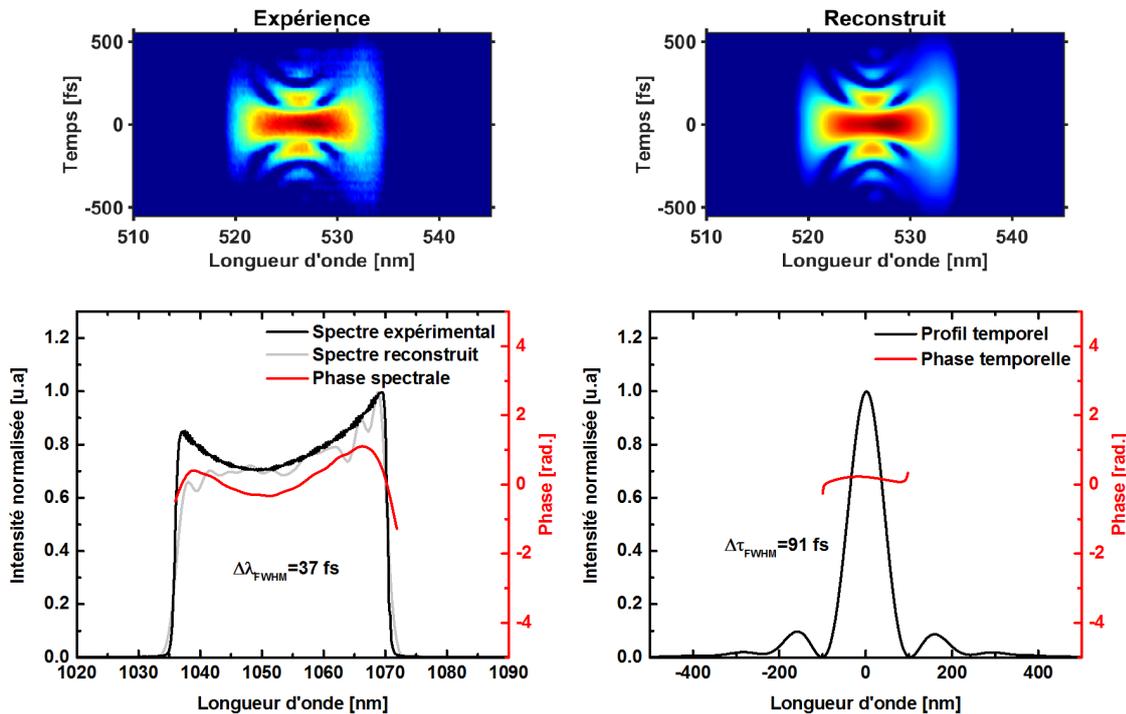


FIGURE 3.51 – Caractérisation temporelle des impulsions recomprimées par un dispositif FROG-SHG. Traces FROG-SHG expérimentale (a) et reconstruite (b). (c) Spectre et phase reconstruits superposés au spectre expérimental mesuré indépendamment. (d) Profil temporel reconstruit des impulsions recomprimées.

nous ont permis de générer des impulsions de 48 fs avec une puissance de 2.7 W à la fréquence de 73 MHz.

En adaptant la cavité initialement réalisée, la seconde étude fut portée sur l'utilisation d'un cristal d'Yb : CALGO. Du fait de sa bande d'amplification large et plate, des impulsions sub-40 fs ont pu être générées à des puissances moyennes approchant le watt. En modifiant la longueur centrale des impulsions générées par le contrôle du taux d'inversion de population dans l'Yb : CALGO et ainsi contourner l'anomalie de GDD des miroirs dichroïques, nous sommes parvenus à délivrer des impulsions aussi courtes que 32 fs.

L'ensemble de ces résultats est aujourd'hui à l'état de l'art en termes de durée-puissance des impulsions générées dans des matériaux massifs dopés ytterbium.

Bien que les puissance moyennes délivrées soient importantes pour des oscillateurs sub 50 fs, il n'en reste pas moins que l'énergie par impulsion reste limitée à quelques dizaines de nanojoules. Dans notre dernière étude, nous avons exploré le fonctionnement solitonique en régime de dispersion positive car il permet d'obtenir des impulsions plus énergétiques tout en conservant partiellement la brièveté des impulsions. Cette étude préliminaire dans le cristal d'Yb : CALGO nous a permis de démontrer la faisabilité de ce type de fonctionnement. Ainsi, en réduisant la dispersion intra-cavité à quelques centaines de fs^2 , nous avons pu générer des impulsions avec un spectre en forme de Π de 37 nm de large. Après compression en sortie de l'oscillateur, la durée des impulsions a été mesurée à 91 fs pour une puissance moyenne de 3.9 W. Pour la première

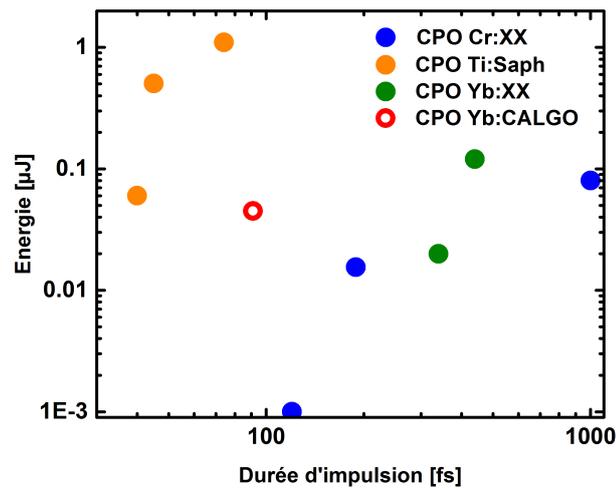


FIGURE 3.52 – État de l’art des travaux antérieurs sur les performances (énergie versus durée) des oscillateurs femtosecondes en régime de dispersion positive dans des matériaux amplificateurs massifs.

fois à notre connaissance, des impulsions sub-100 fs en régime de dispersion positive ont pu être générées dans un matériau amplificateur dopé ytterbium. La poursuite de ces travaux devrait permettre, par l’allongement de la cavité, d’augmenter l’énergie par impulsion tout en conservant une largeur spectrale supportant des impulsions sub-100 fs.

Nous l’avons démontré, l’utilisation du pompage à forte brillance dans des oscillateurs à blocage de mode par lentille de Kerr nous a permis d’obtenir des résultats remarquables en termes de brièveté - puissance. Passons maintenant à l’étude du pompage à forte brillance dans les amplificateurs femtosecondes.

Chapitre 4

Amplificateur femtoseconde Yb : CaF₂ à haute récurrence

Ce chapitre est dédié à l'étude du pompage à forte brillance dans des architectures lasers de type amplificateur simple et double passage à large bande spectrale. Après un bref rappel des difficultés que pose l'amplification d'impulsions femtosecondes, nous détaillerons le modèle numérique développé au cours de cette thèse pour concevoir un amplificateur en régime d'extraction de puissance. Cette modélisation sera validée par des résultats expérimentaux préliminaires en régime d'amplification petit signal puis utilisée pour concevoir un amplificateur Yb : CaF₂ efficace fonctionnant à des cadences MHz. A forte intensité de pompage, la charge thermique volumique dans le cristal Yb : CaF₂ est importante et peut réduire ou dégrader les performances de l'amplificateur. Concernant la dépolarisation induite par la charge thermique, nous montrons expérimentalement que l'orientation cristalline de la maille cubique de l'Yb : CaF₂ est un paramètre clef dans la réduction de la biréfringence. Moyennant l'utilisation d'un laser fibré d'excellente qualité spatiale ($M^2 = 1.1$) permettant le pompage optique de longs cristaux Yb : CaF₂, nous démontrons l'amplification efficace en un seul passage d'impulsions sub-500 fs et sub-100 fs à un niveau de puissance moyenne voisin de 20 watts et à la cadence de répétition de plusieurs mégahertz.

4.1 Contexte

Depuis plusieurs années, l'utilisation de sources femtosecondes à haute cadence ne se cantonne plus seulement aux domaines scientifiques mais se diversifie à des applications industrielles. Les développements technologiques opérés sur les diodes de pompe ont permis l'amélioration des performances (puissance moyenne et cadence), des coûts et de la fiabilisation de ces sources. Ainsi, les lasers femtosecondes ont ouvert la voie à différentes applications industrielles telles que l'ablation athermique de matériaux et l'usinage d'un plus large panel de matériaux tels que les diélectriques et plus spécifiquement les verres [42].

Afin d'obtenir suffisamment d'énergie par impulsion, plusieurs architectures laser ont été étudiées durant ces dernières années. L'utilisation de cristaux en disques minces dans des architectures de type amplificateur régénératif ont démontré de très bons résultats et permettent

l'amplification à plusieurs centaines de kilohertz d'impulsion de quelques millijoules [91]. Cependant, ces systèmes sont généralement limités en cadence à quelques centaines de kilohertz. Une façon d'augmenter la cadence de ces amplificateurs est de s'affranchir de l'élément électro-optique en passant sur une configuration multipassage. Ainsi, les technologies utilisant des cristaux en pavé (en anglais "slab") ont démontré l'obtention de puissance moyenne de 1 kW à 20 MHz au prix d'une architecture relativement complexe [110]. Une autre alternative consiste à utiliser un milieu amplificateur fibré. En effet, la fibre ayant un ratio entre surface et volume très important, elle est assez insensible aux effets thermiques et permet l'amplification à des niveaux de puissances moyennes élevées. Cependant le fort confinement des impulsions au coeur de la fibre limite l'énergie de sortie à quelques centaines de microjoules. Enfin, une architecture intermédiaire basée sur l'utilisation de fibres cristallines permet de combiner à la fois les avantages des architectures implémentant des cristaux massifs pour l'amplification d'impulsions énergétiques tout en conservant un rapport surface sur volume intéressant pour faciliter la dissipation thermique. Ainsi, les travaux de X. Delen [26] ont démontré la possibilité d'amplification d'impulsions sub-picoseconde au millijoule à la cadence de 10 kHz. La contrepartie de la technologie fibre cristalline réside dans l'utilisation quasi exclusive de l'Yb : YAG ou du Yb : YAG même si des recherches sont en cours pour diversifier le panel de matériaux utilisables. Avec de tels matériaux, il est difficile de conserver un large spectre tout au long du processus d'amplification. Ainsi nous nous proposons d'étudier l'apport du pompage à forte brillance sur l'amplification d'impulsions femtoseconde dans un régime d'extraction de puissance dans un amplificateur Yb : CaF₂. L'idée étant de profiter à la fois des bonnes propriétés thermiques et de la large bande d'amplification du cristal d'Yb : CaF₂ tout en conservant une architecture simple à mettre en oeuvre.

4.2 Amplification d'impulsions femtosecondes

Dans cette section, nous nous intéresserons à la problématique que pose l'amplification d'impulsions femtosecondes de quelques microjoules à haute cadence. Nous verrons que certains effets, par ailleurs recherchés dans le fonctionnement d'oscillateurs femtosecondes, peuvent être délétères pour la conservation des caractéristiques spatio-temporelles des impulsions amplifiées. Ils sont à prendre en considération avant toute mise en oeuvre expérimentale afin d'anticiper les potentielles limitations en termes d'énergie ou de durée d'impulsion d'un système amplificateur. Ces effets, nous en avons déjà discuté lors de la conception d'oscillateurs ultra-courts. Nous les aborderons sous un angle nouveau, celui de l'amplification d'impulsion en régime femtoseconde.

4.2.1 Effets non-linéaires

L'amplification d'impulsion femtoseconde pose plusieurs contraintes sur la conception d'un système laser afin de limiter les effets non linéaires qu'il introduit. En effet, avec les fortes intensités crêtes mises en jeu, les effets non linéaires peuvent apparaître limitant les performances de l'amplificateur réalisé. L'effet Kerr, effet non linéaire d'ordre 3, est la principale manifestation d'effets non linéaires au cours de l'amplification d'impulsions femtosecondes. Nous l'avons vu, cette modification de l'indice optique avec l'intensité a deux conséquences. Temporellement, lorsque l'intensité de l'impulsion est élevée, la polarisation du milieu ne varie plus linéairement

avec le champ de l'impulsion et induit alors une automodulation de la phase du champ.

4.2.1.1 Modulation de phase et intégrale de rupture \mathfrak{B}

L'automodulation de phase peut, nous l'avons explicité au chapitre précédent, entraîner un élargissement spectral et un déphasage des différentes composantes spectrales de l'impulsion au cours de sa propagation. Le déphasage non-linéaire accumulé au cours de l'amplification est défini par l'intégrale de rupture \mathfrak{B} :

$$\mathfrak{B}(r, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int \bar{n}_2 I(r, t, z) dz \quad (4.1)$$

Dans le domaine spatial, l'effet Kerr se traduit en première approximation par la formation d'une lentille de Kerr en général convergente. La focalisation par la lentille de Kerr s'oppose à la divergence naturelle du faisceau et peut conduire, pour un milieu traversé long, à l'autofocalisation du faisceau laser. Pour un milieu de longueur infinie, l'autofocalisation apparaît à la puissance critique définie par l'expression 3.29. Dans la pratique, les matériaux traversés ne sont pas infiniment longs et les caractéristiques spatio-temporelles de l'impulsion ne sont pas trop altérées dès lors que la valeur de l'intégrale de rupture \mathfrak{B} cumulée ne dépasse pas π radians. Lors de la conception de notre amplificateur, il faudra veiller à limiter la valeur de \mathfrak{B} . Dans le cas de l'Yb : CaF₂, la valeur de l'indice non-linéaire est relativement faible ($2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) et la puissance critique associée est voisine de 6 MW. Pour une impulsion de 100 femtosecondes, cette puissance crête est atteinte pour une énergie par impulsion de 0,6 microjoules.

4.2.2 Rétrécissement spectral par le gain

Amplifier des impulsions très brèves nécessite d'utiliser un matériau possédant une bande spectrale de gain suffisamment large pour amplifier toutes les composantes spectrales de l'impulsion. Cependant, même avec une large bande spectrale d'amplification, les matériaux laser ne possèdent pas un gain constant suivant la longueur d'onde et chaque composante spectrale est amplifiée différemment. Il est donc préférable d'utiliser des matériaux avec des bandes spectrales d'amplification les plus larges et les plus plates possibles.

Sur la figure 4.1, nous avons illustré ce phénomène pour deux matériaux que sont l'Yb : YAG et l'Yb : CaF₂. Cet exemple met en évidence, pour un même gain, l'impact de la bande spectrale du milieu amplificateur sur la conservation du spectre initial au cours de l'amplification de l'impulsion. Pour l'Yb : YAG, le spectre est rapidement réduit à une largeur proche d'un nanomètre alors qu'au contraire, après un gain de dix dans l'Yb : CaF₂, la largeur à mi-hauteur du spectre amplifié est à peine altérée. Le choix de l'Yb : CaF₂ se justifie alors pleinement pour l'amplification d'impulsion ultra-brèves. La difficulté consiste alors à compenser le faible gain du matériau par un pompage à forte brillance pour amplifier les impulsions de manière efficace dans une géométrie simple (un ou deux passages). Afin de concevoir l'architecture optimale d'un amplificateur Yb : CaF₂ fonctionnant en régime d'extraction de puissance, nous avons développé un modèle numérique que nous allons expliciter.

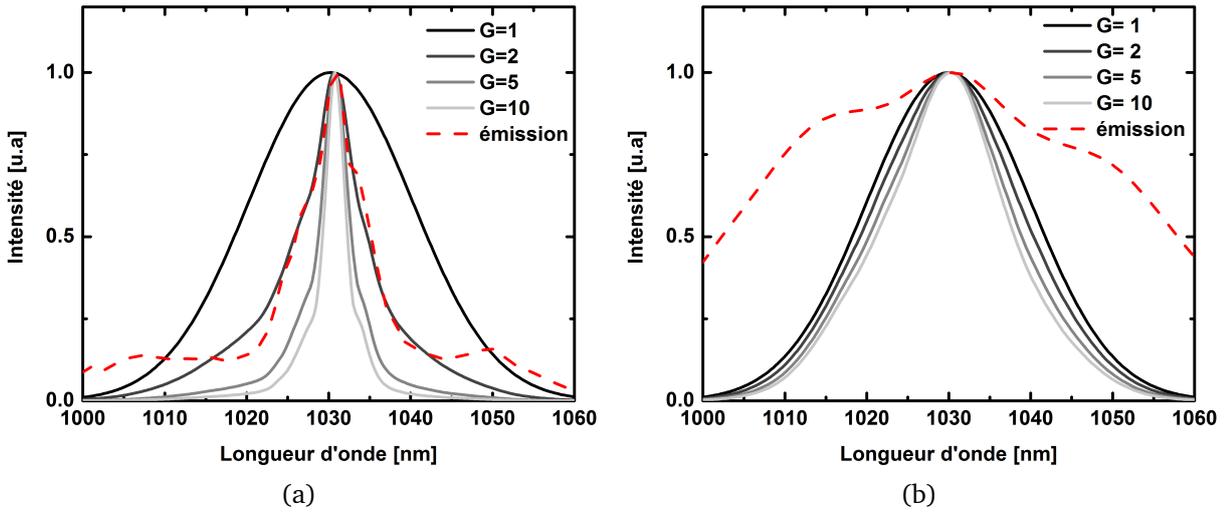


FIGURE 4.1 – Effet du rétrécissement spectral par le gain pour différentes valeurs d’amplification dans l’Yb : YAG (a) et l’Yb : CaF₂ (b). Le gain spectral est défini pour une inversion de population de 30%. Le spectre injecté est centré à 1030 nm et possède une largeur à mi-hauteur de 23 nm.

4.3 Modélisation numérique de l’amplification par pompage à forte brillance

4.3.1 Présentation générale

De nombreux paramètres entrent en jeu dans l’obtention de performances optimales d’un amplificateur et nécessitent parfois une modélisation numérique du système. Nous avons donc élaboré la modélisation d’un amplificateur pompé longitudinalement et de manière continue par un dispositif haute brillance en configuration d’amplification simple et double passage. A partir des caractéristiques du milieu amplificateur et des faisceaux lasers signal et pompe, le modèle résout les équations d’inversion de population, d’amplification et d’absorption par une discrétisation en pas dz du milieu. Du fait de la très haute récurrence d’amplification (> 10 MHz), nous assimilerons le train d’impulsions femtosecondes à un signal continu. Cette approximation permet de considérer un régime d’amplification stationnaire.

Le tableau 4.1 précise les notations qui seront utilisées dans notre modélisation. A partir de conditions initiales données (taille des faisceaux, dopage et longueur du cristal, puissance de pompe et signal), l’inversion de population est déterminée pour chaque tranche dz du matériau. Pour cela il est nécessaire de connaître l’intensité des faisceaux de pompe et signal. Nous ferons l’hypothèse que les profils des faisceaux sont gaussiens et conservés au cours de la propagation dans le cristal. Ainsi en tout point du cristal r, z , l’intensité de pompe ou signal est donnée par la formule 4.2 :

$$I_{p,s+}(r, z) = \frac{2P_{p,s+}(z)}{\pi w_{p,s}^2(z)} \exp\left(-2\frac{r^2}{w_{p,s}^2(z)}\right) \quad (4.2)$$

Avec $w_{p,s}$ défini suivant z par l’expression 4.3 pour prendre en compte la divergence d’un faisceau

Dénominations	Notations	Unités
Puissance de pompe co-propagative	$P_{p+}(z)$	W
Puissance de signal co-propagative	$P_{s+}(z)$	W
Intensité de pompe co-propagative	$I_{p+}(z)$	$W.m^{-2}$
Intensité de signal co-propagative	$I_{s+}(z)$	$W.m^{-2}$
Intensité de signal contra-propagative	$I_{s-}(z)$	$W.m^{-2}$
Longueur d'onde de pompe (978 nm)	λ_p	m
Longueur d'onde du signal (1030 nm)	λ_s	m
Rayon du faisceau de pompe ($1/e^2$)	$w_p(z)$	m
Rayon du faisceau signal ($1/e^2$)	$w_s(z)$	m
Rayon du faisceau de pompe au col ($1/e^2$)	$w_{0p}(z)$	m
Rayon du faisceau signal au col ($1/e^2$)	$w_{0s}(z)$	m
Paramètre M^2 du faisceau de pompe	M_p^2	
Paramètre M^2 du faisceau signal	M_s^2	
Indice de réfraction du cristal	n_0	
Longueur du cristal	L	m
Densité de population du niveau i	$n_i(r, z)$	$ions.m^{-3}$
Densité de population totale	n_{tot}	$ions.m^{-3}$
Section efficace d'absorption	$\sigma_a(\lambda)$	cm^2
Section efficace d'émission	$\sigma_e(\lambda)$	cm^2
Temps de vie de fluorescence	τ	ms
Gain calculé	G	
Variation du gain entre deux itérations successives	ΔG	
Pas d'échantillonnage radial	dr	m
Pas d'échantillonnage longitudinal	dz	m
Critère de convergence	ϵ	

TABLE 4.1 – Notations des variables utilisées dans la modélisation

gaussien avec un facteur de qualité M^2 dans un milieu d'indice n_0 .

$$w_{p,s}(z) = w_{p0,s0} \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda_{p,s} M_{p,s}^2 (z - z_{0p,s})}{\pi n_0 w_{0p,s}^2} \right)^2} \quad (4.3)$$

Lorsque le calcul de l'intensité est effectué, l'inversion de population est estimée en un point (r,z) par la résolution de l'équation de population à l'état stationnaire 4.4.

$$\frac{dn_2(r, z)}{dt} = 0 \quad (4.4)$$

Il vient :

$$n_2 = n_{tot} \frac{\sigma_{abs}(\lambda_p) I_{p+} \frac{\lambda_p}{hc} + \sigma_{abs}(\lambda_s) (I_{s+} + I_{s-}) \frac{\lambda_s}{hc}}{\frac{1}{\tau} + [\sigma_{em}(\lambda_s) + \sigma_{abs}(\lambda_s)] (I_{s+} + I_{s-}) \frac{\lambda_s}{hc} + [\sigma_{em}(\lambda_p) + \sigma_{abs}(\lambda_p)] I_{p+} \frac{\lambda_p}{hc}} \quad (4.5)$$

Pour une configuration simple passage $I_{s-} = 0$. C'est également le cas lors de la première itération du calcul de l'amplification dans une configuration double passage.

Les distributions d'intensité dans la tranche dz sont ensuite calculées en utilisant les équations 4.6 et 4.7.

$$I_{p+}(r, z + dz) = I_{p+}(r, z) \exp([- \sigma_{abs}(\lambda_p) n_{tot} + (\sigma_{em}(\lambda_p) + \sigma_{abs}(\lambda_p)) n_2(r, z)] dz) \quad (4.6)$$

$$I_{s+}(r, z + dz) = I_{s+}(r, z) \exp([- \sigma_{abs}(\lambda_s) n_{tot} + (\sigma_{em}(\lambda_s) + \sigma_{abs}(\lambda_s)) n_2(r, z)] dz) \quad (4.7)$$

L'intégration sur la section du cristal nous donne l'évolution de la puissance de pompe et du signal suivant z .

$$P_{p,s+}(z + dz) = \int I_{p,s+}(r, z + dz) 2\pi dr \quad (4.8)$$

Ainsi pour une amplification en simple passage avec un faisceau de pompe et signal co-propagatif, l'amplification se termine une fois toutes les tranches dz parcourues. La puissance de pompe résiduelle et la puissance du signal amplifié sont données par $P_{p,s+}(z = L)$. Pour une configuration en double passage, les valeurs précédemment calculées sont conservées et le faisceau signal traverse une seconde fois le cristal avec :

$$I_{s-}(r, L) = R_s I_{s+}(r, L) \quad (4.9)$$

Où R_s est le coefficient de réflexion du signal lors du second passage dans le cristal. De manière analogue, les inversions de population sont actualisées une fois que le signal contra-propagatif a traversé la tranche dz du matériau. Une fois le passage du signal contra-propagatif effectué, la puissance, le gain et l'inversion de population sont conservés et stockés en mémoire. Une seconde itération est lancée en utilisant les mêmes paramètres initiaux des faisceaux et la carte d'inversion de population précédemment calculée. A la fin de la seconde itération, la valeur du gain G est comparée à celle obtenue lors de l'itération précédente. Si la différence de ces gains est supérieure à une valeur ϵ définie, les itérations se poursuivent. La figure 4.2 représente l'algorithme utilisé pour calculer l'inversion de population et l'amplification dans une

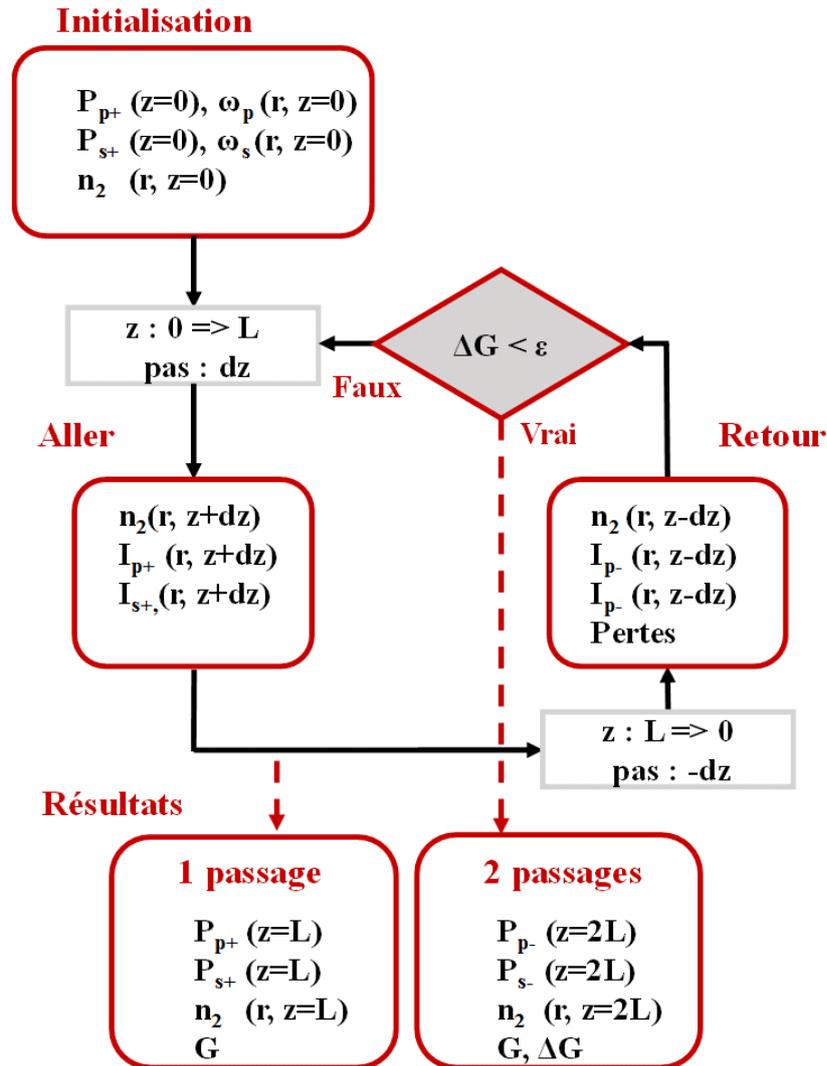


FIGURE 4.2 – synoptique du code de simulation de l’amplification en simple ou double passages.

configuration simple et double passage pour un pompage et un signal continu.

Ce modèle numérique simple permet de modéliser un amplificateur pompé continûment. Cependant plusieurs approximations ont été faites et la comparaison du code avec des mesures expérimentales permettra de valider le modèle numérique réalisé.

4.4 Réalisation expérimentale et gain en régime petit signal

La première réalisation démontrant l’intérêt du pompage haute brillance pour l’amplification directe d’impulsion femtoseconde a débuté au cours de la thèse de Guillaume Machinet [84]. Un banc de mesure de gain petit signal dans l’Yb : CaF₂ a été réalisé et les résultats expérimentaux obtenus ont été comparés aux résultats numériques du code présenté en section 4.3. Moyennant un petit ajustement des paramètres d’entrée du code, nous montrons que les résultats numériques

sont en très bonne adéquation avec l'ensemble des mesures effectuées.

4.4.1 Le dispositif expérimental

Le schéma expérimental de la mesure du gain petit signal utilisant une pompe haute brillance est représenté sur la figure 4.3.

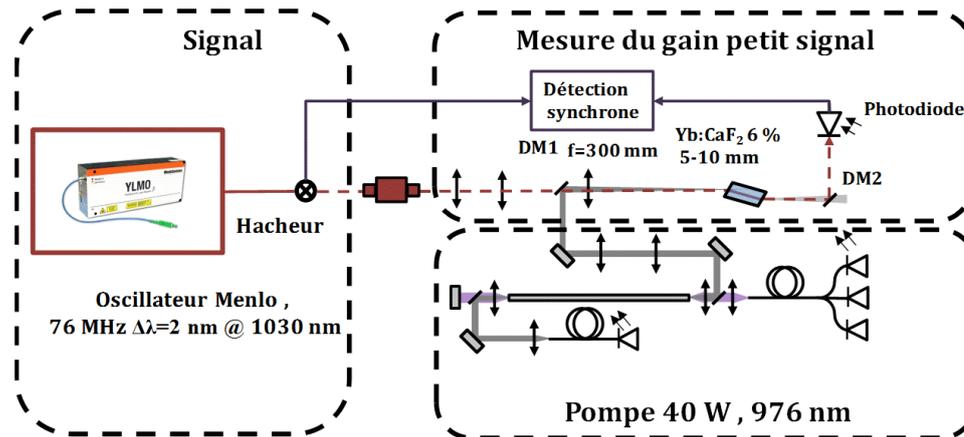


FIGURE 4.3 – Dispositif expérimental de la mesure du gain petit signal dans un cristal d'Yb : CaF₂ en pompage à forte brillance. DM : miroirs dichroïques, DM1 (HR 980 nm, HT 1030 nm), DM2 (HR 1030 nm, HT 980 nm)

La pompe à notre disposition est basée sur l'utilisation d'une fibre large coeur (NKT 200 μ m /80 μ m) de 1.2 m de longueur en configuration demi-cavité similaire à celle présentée au cours de la section 2.2.2.1. Cette pompe délivre à 976 nm, 40 watts de puissance moyenne avec un profil gaussien et un facteur de qualité $M^2_{x,y} = 2.5$ sur les deux axes. Le faisceau est focalisé dans un cristal d'Yb : CaF₂ dopé à 6 % coupé à angle de Brewster, par une lentille de 300 mm afin d'obtenir un diamètre de 300 μ m (intensité en $1/e^2$) dans le cristal. Le cristal est monté sur une monture en cuivre refroidie par eau. Sans tenir compte de l'absorption au cours de sa propagation dans le milieu amplificateur, une intensité de pompe constante de 65.3 $kW.cm^2$ (113 $kW.cm^2$ en section droite) peut être maintenue sur toute la longueur du cristal.

Le gain petit signal est mesuré par l'amplification du signal de sortie d'un oscillateur fibré (Menlo Systems). Le spectre du signal est filtré à l'aide d'une paire de réseaux de diffraction et d'une fente pour obtenir un signal centré à 1030 nm sur une largeur spectrale de 2 nm. La puissance moyenne en sortie de ce filtre s'élève à 10 mW. Pour garantir une mesure du gain dans la partie centrale du canal de pompe, le faisceau signal est focalisé sur un diamètre de 200 μ m et le recouvrement spatial entre les faisceaux pompe et signal est réalisé par l'utilisation d'un miroir dichroïque (DM1). Le train d'impulsions à 76 MHz de l'oscillateur est modulé par un hacheur mécanique puis est détecté, après son amplification dans le cristal d'Yb : CaF₂, par une photodiode rapide en silicium. Le hacheur est synchronisé avec un amplificateur à détection synchrone (SR810, Stanford Research Systems) afin de s'affranchir d'artefacts de mesure que peuvent être l'ASE, la pompe résiduelle ou toutes autres sources de bruit.

4.4.2 Résultats et validation du modèle numérique

Dans l'objectif de démontrer le potentiel du pompage haute brillance, un cristal d'Yb : CaF₂ "conventionnel" a d'abord été utilisé afin de permettre une comparaison entre nos mesures et celles obtenues dans la littérature avec un pompage par diode-laser fibrée. Nous entendons par "conventionnel" une longueur de cristal de quelques millimètres assez fortement dopé. Dans cette étude, les premières mesures ont été effectuées avec un cristal d'Yb : CaF₂ de 5 mm et dopé à 6%. Les mesures d'absorption du cristal en fonction de la puissance de pompe sont réalisées sans amplification et représentées par les points en noir de la figure 4.4a.

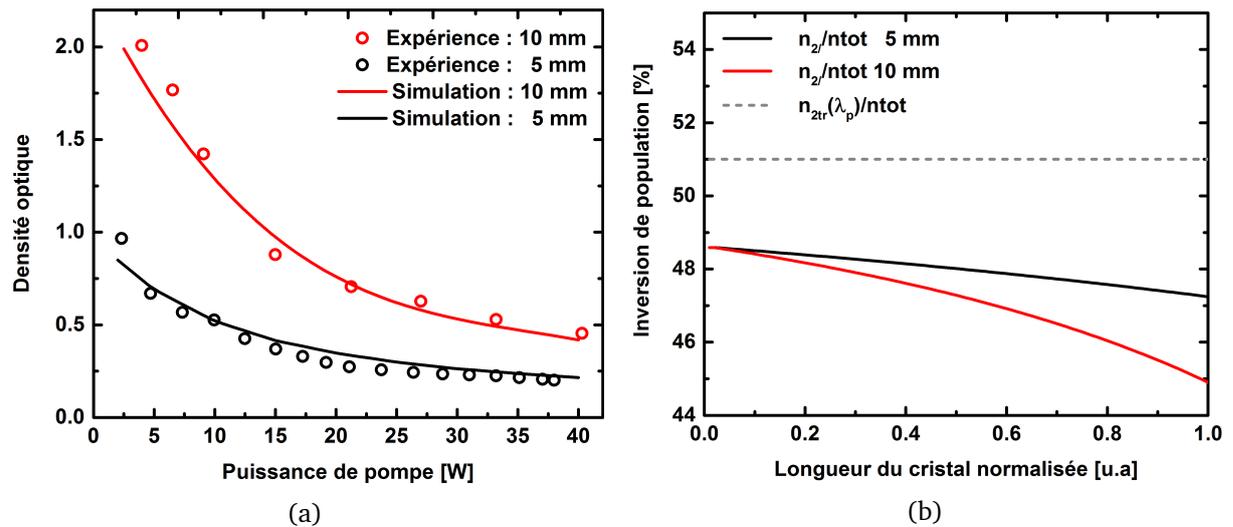


FIGURE 4.4 – (a) Absorptions du cristal de 5 mm (points en noir) et de 10 mm (points en rouge), les simulations correspondantes en traits pleins ; (b) Calcul de l'inversion de population le long du cristal de 5 mm (en noir) et 10 mm (en rouge) pour 40 W de pompe.

La diminution de la densité optique du cristal d'Yb : CaF₂ lorsque la puissance de pompe augmente indique clairement un effet de saturation ou blanchissement de l'absorption. Pour 40 W de pompe, il reste 25 W de pompe non absorbée. De cette mesure, nous en déduisons une inversion de population égale à 48.5% en début de cristal et 47.3% en sortie (cf. simulation sur la courbe 4.4b). Puisque plus de 50% de la puissance de pompe est non absorbée, nous avons également effectué des mesures d'absorption et de gain petit signal dans un cristal Yb : CaF₂ de 10 mm avec un taux de dopage de 6%. Même pour une longueur de cristal de 10 mm, l'efficacité de pompage reste élevée du fait de la bonne qualité spatiale du faisceau pompe ($Z_r = 74$ mm) associée à une forte puissance moyenne. Pour un cristal Yb : CaF₂ de 10 mm de long, la puissance absorbée atteint 24 watts. L'inversion de population est calculée au centre du faisceau à 48.5 % au début du cristal et diminue pour atteindre la valeur de 44.8% en sortie. Ces mesures d'absorption permettent d'ajuster les paramètres de notre code de simulation et de valider les résultats numériques en régime de fortes intensités de pompage (courbes en traits pleins sur la figure 4.4a).

La mesure du gain a été effectuée pour les longueurs de cristaux Yb : CaF₂ de 5 et de 10 mm. Le gain mesuré à l'aide du système de détection synchrone a été présenté sur la figure 4.5.

Pour le cristal de 5 mm, un gain petit signal de 1.86 est atteint à la puissance de pompe de 40

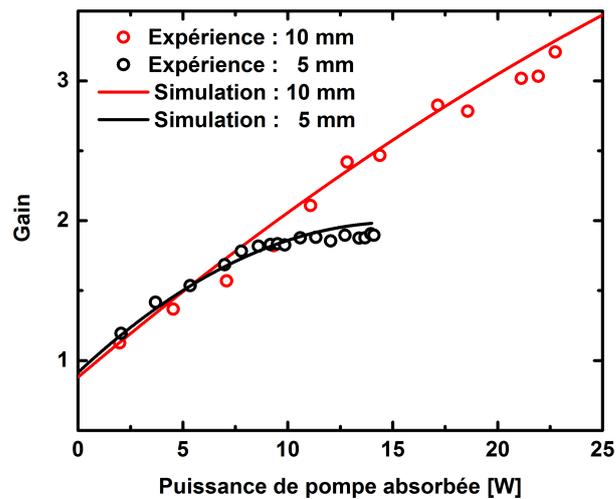


FIGURE 4.5 – Gain mesuré en fonction de la puissance de la pompe absorbée pour les cristaux de 5 et 10 mm (respectivement les points noirs et rouges). En traits pleins sont représentés les résultats numériques du code pour les deux longueurs de cristaux utilisés.

Watts. Nous observons une saturation du gain dès que la puissance absorbée dépasse 8 watts. Ce comportement s'explique par le fait d'un recouvrement spatial partiel entre les faisceaux pompe et signal et par la forte saturation de l'absorption du cristal. En effet, le profil spatial du faisceau pompe étant gaussien, à mesure que la puissance de la pompe croît, la saturation de l'absorption initialement sur l'axe s'étend radialement reflétant l'augmentation de l'absorption du cristal sans pour autant augmenter l'inversion de population sur l'axe. Comme nous pouvons le voir sur la figure 4.5, cette évolution du gain avec la puissance absorbée est parfaitement reproduite par notre code de simulation.

Pour le cristal de 10 mm, le gain atteint 3.2 à la puissance de pompe maximale. De la même manière que pour le cristal de 5 mm, les simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Il est également intéressant de constater que l'allongement du cristal d'un facteur deux s'est traduit par une augmentation quasi quadratique du gain petit signal confirmant le fait que l'inversion de population est maintenue sur les 10 mm du cristal.

4.4.3 Dépolarisation et orientation de la maille cristalline

4.4.3.1 Mesure de la dépolarisation induite

L'utilisation de pompe haute brillance amène naturellement à de fortes densités de puissance au sein du cristal. Il est donc important de quantifier les effets thermiques délétères qui pourraient apparaître. Parmi eux, la biréfringence induite thermiquement par le pompage du cristal de 10 mm a été mesurée à l'aide du dispositif expérimental présenté sur la figure 4.6.

Un faisceau provenant d'un laser He-Ne est utilisé pour sonder le volume pompé. Le cristal est disposé entre deux polariseurs croisés. La fraction du faisceau sonde He-Ne dépolarisé est mesurée par le même dispositif de détection synchrone. En considérant dans une première approximation que la dépolarisation est inversement proportionnelle à la longueur d'onde, il est possible de calculer la dépolarisation à 1030 nm en multipliant les mesures expérimentales par le

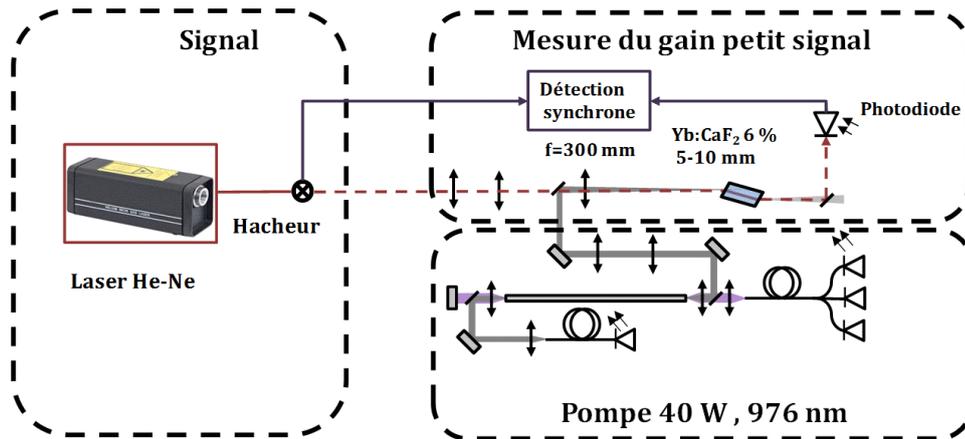


FIGURE 4.6 – Dispositif expérimental permettant de mesurer la dépolarisation induite par effet thermique.

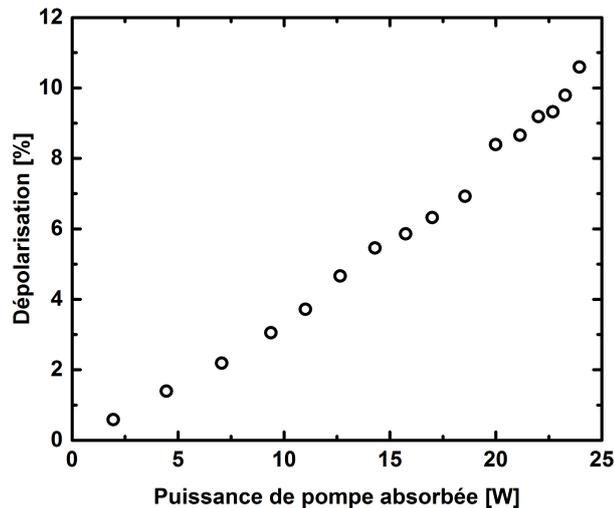


FIGURE 4.7 – Mesure de la dépolarisation induite thermiquement en fonction de la puissance de pompe absorbée dans le cristal d'Yb : CaF₂ de 10 mm de long et dopé à 6%.

facteur $\frac{\lambda_{He-Ne}}{\lambda_{1030}}$. Ainsi, nous mesurons pour une puissance absorbée de 24 W, une dépolarisation maximum de 11 % (cf. figure 4.7) dans le cristal Yb : CaF₂ de 10 mm.

Cette mesure révèle que la biréfringence induite par les contraintes mécaniques n'est pas négligeable et nécessite d'être étudiée de manière plus approfondie pour essayer d'en limiter la valeur.

4.4.3.2 Orientation cristalline et biréfringence thermique

La biréfringence thermique induite est un phénomène limitant dans les lasers de forte puissance par le fait qu'elle détériore les propriétés du faisceau amplifié en transformant un milieu amplificateur initialement isotrope en un milieu dont l'anisotropie est fonction des contraintes mécaniques exercées par l'apparition de gradients thermiques. Cette anisotropie étant liée aux

contraintes que subit le réseau cristallin, il est important de chercher une configuration qui la minimise. Ainsi plusieurs travaux ont démontré l'influence de l'orientation cristalline d'une maille cubique sur la biréfringence induite thermiquement. Cependant, ce n'est que récemment qu'une étude exhaustive sur le cristal d'Yb : CaF₂ a démontré que l'orientation [111] pouvait diminuer d'un facteur 20 la dépolarisation induite par rapport à la configuration la plus défavorable [122].

Dans l'expérience de mesure du gain petit signal présentée au cours de la section 4.4.3.1, aucune attention particulière n'a été portée à l'orientation du cristal utilisé. Nous avons donc réalisé une étude comparative nous permettant de valider dans nos conditions expérimentales de pompage haute brillance que l'orientation [111] était bien la plus adaptée.

En utilisant un dispositif expérimental similaire à celui présenté en figure 4.6, nous avons mesuré pour différentes orientations cristallines, la dépolarisation induite en fonction de la puissance de pompe absorbée. Ces mesures ont été effectuées avec deux cristaux Hellma de 25 mm dopés à 1 % et d'orientations respectives [111] et [110] et deux autres cristaux de 5 mm dopés à 4.5 % fournis par le CIMAP. L'un des cristaux est orienté suivant l'axe [111] et le second cristal a une orientation inconnue. Ces cristaux ayant une absorption de la pompe différente, seule la puissance de pompe absorbée permet une comparaison de la dépolarisation induite. La figure 4.8 résume les mesures effectuées.

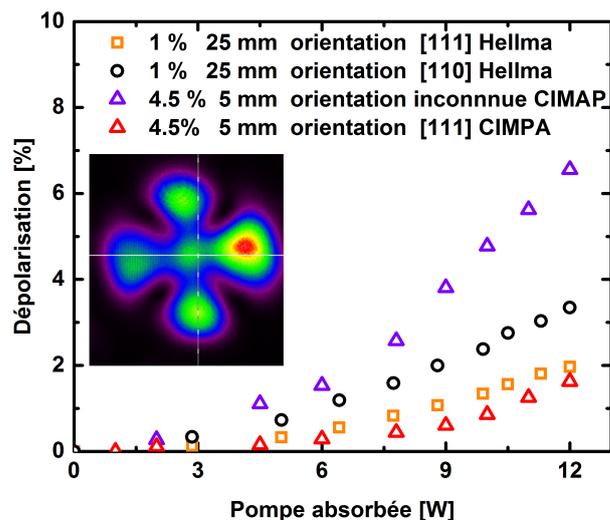


FIGURE 4.8 – Étude comparative de la dépolarisation induite thermiquement de cristaux Yb : CaF₂ avec diverses orientations cristallines en fonction de la puissance de pompe absorbée. En médaillon : distribution spatiale de la dépolarisation observée derrière l'analyseur.

De ces résultats, nous pouvons confirmer qu'à puissance de pompe absorbée équivalente, l'orientation [111] permet de réduire le niveau de dépolarisation induite par le pompage quel que soit le dopage utilisé. Un minimum de 1.6% est obtenu avec le cristal de 5 mm dopé à 4.5 % et orienté [111] pour 12 W de puissance de pompe absorbée. La dépolarisation la plus importante est mesurée avec le cristal dont l'orientation est inconnue avec près de 7 % pour 12 watts de puissance de pompe absorbée. Cette dépolarisation est comparable à celle obtenue lors de la mesure de gain petit signal (5% pour 12 W de puissance de pompe absorbée). Ces résultats confirment l'intérêt d'une orientation cristalline [111] pour la réalisation d'amplificateurs

Yb : CaF₂.

Malgré une section efficace d'émission stimulée peu favorable à l'amplification efficace d'impulsions à haute cadence de l'Yb : CaF₂, les mesures de gain petit signal nous ont permis de mettre en évidence l'intérêt du pompage à forte brillance. Ainsi, dans une configuration simple passage, un gain petit signal de 3.2 a été obtenu et laisse entrevoir un fonctionnement efficace de ce type d'amplificateurs en régime d'extraction de puissance. Ces expériences préliminaires nous ont également permis de valider notre modèle numérique et de mettre en évidence l'importance de l'orientation de la maille cristalline pour minimiser la biréfringence induite thermiquement. Dans la suite de nos travaux, nous n'utiliserons que des cristaux orientés [111].

4.5 Réalisation expérimentale en régime d'extraction de puissance

Nous l'avons montré au cours des chapitres précédents, l'essence même du pompage haute brillance réside dans l'amplification de faisceaux de petite taille sur de grandes longueurs. Ainsi, par construction, il est parfaitement adapté à l'amplification en régime d'extraction de puissance c'est à dire à l'amplification d'impulsions à haute cadence et d'énergie modérée. Dans une première étude, nous nous concentrerons sur la conception et la réalisation d'un amplificateur Yb : CaF₂ efficace basé sur ce dispositif de pompage afin de délivrer à la cadence de 10 MHz, des impulsions sub-400 fs de quelques μJ sans dispositif d'étirement temporel. Dans une seconde expérience, nous utiliserons un oscillateur sub-100 fs présenté au cours du chapitre 3 pour démontrer les capacités d'amplification large bande de l'Yb : CaF₂.

4.5.1 Conception d'un amplificateur d'Yb : CaF₂ en régime d'extraction de puissance

Afin de dimensionner notre amplificateur Yb : CaF₂, nous nous sommes intéressés aux différents paramètres intervenant lors de la conception d'un amplificateur en régime d'extraction de puissance à savoir : configuration simple ou double passage, impact de la qualité spatiale du faisceau de pompe, puissance injectée, diamètre des faisceaux pompe et signal, longueur et dopage du cristal.

4.5.1.1 Étude sur la taille du faisceau de pompe

Nous l'avons vu dans le chapitre 1, le gain d'un amplificateur est directement lié à l'intensité de pompage. Pour optimiser l'amplification, l'idée générale qui consiste à maintenir le faisceau de pompe le plus petit possible tout au long du milieu amplificateur est vraie si les problématiques d'endommagement ou d'effets non linéaires ne sont pas rédhibitoires. Même si la focalisation du laser de pompe peut atteindre la dizaine de microns, l'amplification optimale dépendra de la longueur du cristal Yb : CaF₂ utilisé. En effet, du fait de la divergence du faisceau, le diamètre du faisceau pompe dans le cristal garantissant l'intensité optimale le long du milieu amplificateur sera déterminé par le facteur de qualité de la pompe et la longueur du cristal Yb : CaF₂. Sur les figures 4.9, nous avons illustré l'évolution de la taille moyennée du faisceau de pompe dans le cristal pour différentes longueurs de propagation (5, 15 et 30 mm) et différents M^2 en fonction

de la taille du col du faisceau pompe. Nous nous placerons dans l'hypothèse que le col du faisceau pompe se situe au milieu du cristal. De plus, nous considérerons dans cette illustration une propagation dans un cristal d'Yb : CaF₂ sans absorption et coupé à l'angle de Brewster .

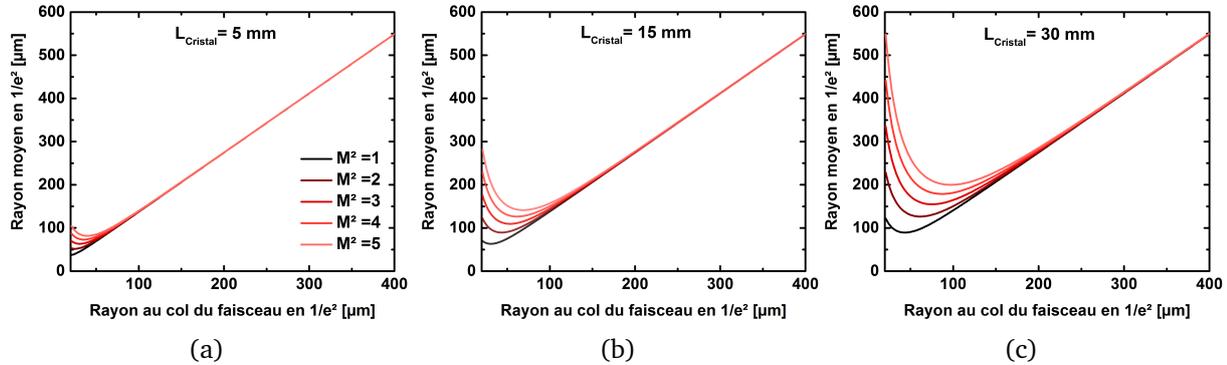


FIGURE 4.9 – Évolution de la taille moyenne du faisceau dans le cristal pour différentes longueurs lorsque la divergence du faisceau est prise en compte. En abscisse la taille au col du faisceau, en ordonnée la taille moyennée du faisceau de pompe sur toute la longueur du cristal coupé à Brewster.

De ce graphe, nous pouvons faire plusieurs observations :

- Comme nous l'avons vu au cours du chapitre 2, plus le cristal est court et moins l'influence du paramètre M^2 de la pompe est apparente. De manière analogue, la divergence du faisceau étant plus faible pour des faisceaux de grande taille, nous n'observons pas, pour une longueur de cristal de 30 mm, de variations significatives de la taille moyennée du faisceau de pompe en fonction de son paramètre M^2 lorsque le col du faisceau est supérieur à 200 μm .
- Pour un cristal de 30 mm et un M^2 compris entre 1 et 2, il n'est pas utile de focaliser à moins de 50 μm le faisceau de pompe sous peine de voir l'intensité moyennée du faisceau le long du cristal diminuer.

4.5.1.2 Étude sur la concentration d'ions dopants

En pratique, il est délicat de fabriquer des cristaux d'Yb : CaF₂ plus longs que 30 mm. En partant de cette longueur de cristal pour maximiser l'étalement de la chaleur, il est intéressant d'évaluer l'inversion de population obtenue par la focalisation d'un faisceau de pompe de 40 W (puissance de pompe disponible) sur 50 μm (rayon en 1/e²) en fonction de la concentration en ions ytterbium. En prenant en compte la saturation de l'absorption de la puissance de pompe ainsi que la divergence du faisceau ($M^2=1.1$), la figure 4.10 illustre, pour différents dopages (2.5%, 5%, 7.5%) les évolutions de l'intensité de pompage et du taux d'inversion de population tout au long de la propagation dans le cristal Yb : CaF₂. Le col du faisceau pompe est placé au centre du cristal à 15 mm de la face d'entrée.

Ainsi, suivant le dopage, l'intensité atteint 750 kW.cm^{-2} pour un dopage de 2.5% alors qu'elle descend à 490 kW.cm^{-2} pour un dopage de 7.5%. Quelle que soit la concentration en ytterbium, le cristal est blanchi puisque le taux d'inversion de population plafonne à 50% sur toute la longueur

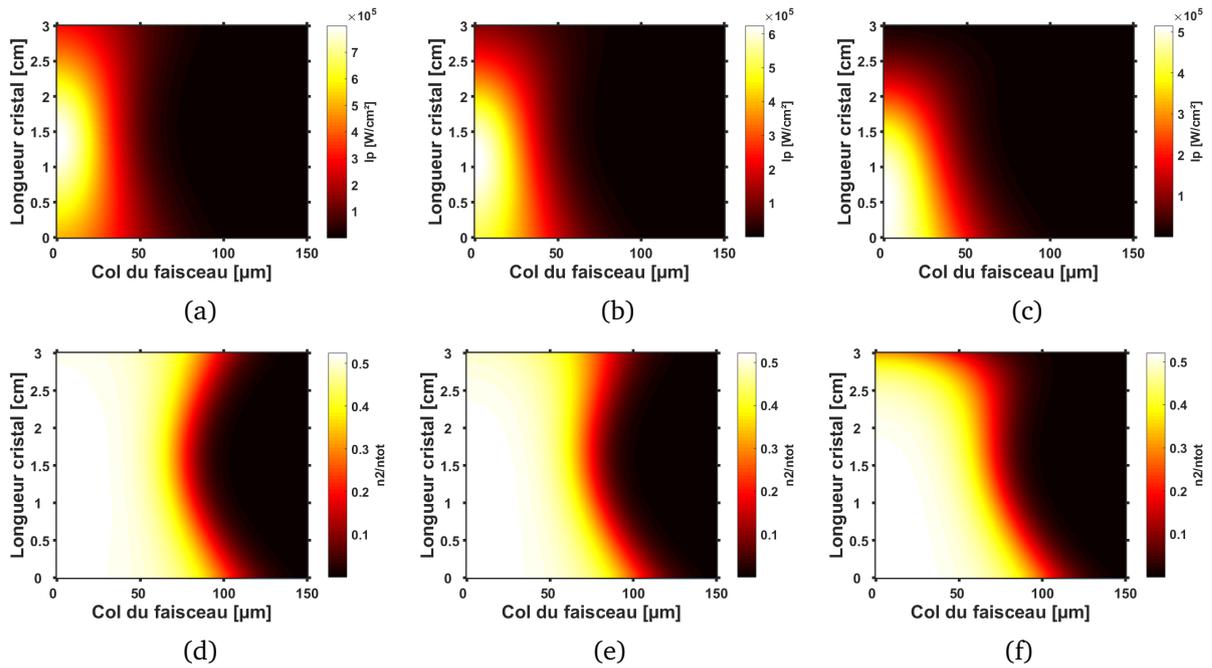


FIGURE 4.10 – Évolution de l'intensité du faisceau de pompe à travers un cristal Yb : CaF₂ de 30 mm dopé respectivement à 2.5% (a), 5% (b) et 7.5% (c). Inversion de population associée au pompage d'un cristal dopé à 2.5% (d), 5% (e) et 7.5% (f). Simulations effectuées pour 40 W de pompe et une focalisation du faisceau pompe au centre du cristal et sur un diamètre de 100 μm (I_{max}/e^2).

des cristaux dopés à 2.5% et 5 %. Le dopage de 7.5% apparaît un peu trop élevé puisque qu'il ne reste seulement que 1.2 watts de pompe non absorbée lorsqu'elle atteint 9.5 W et 14.1 W pour les dopages respectifs de 5 et 2.5 %.

En pratique, les cristaux d'Yb : CaF₂ avec un dopage supérieur à 5% présentent des inhomogénéités liées à une trop forte concentration d'ions ytterbium. Il en résulte une qualité optique insuffisante et une dégradation des propriétés thermo-mécaniques. Sur la figure 4.11, nous avons tracé la mesure de température à la surface du cristal obtenue à l'aide d'une sonde en fonction de la puissance de pompe absorbée pour des cristaux de 10 mm de long avec des dopages différents. Ces cristaux sont placés sur un support en cuivre refroidit par eau. Une pâte thermique permet de garantir une évacuation efficace de la chaleur induite par le pompage. Les conditions de focalisation du faisceau pompe (rayon à $1/e^2 = 50 \mu\text{m}$) restent identiques d'un échantillon à un autre.

Pour une même puissance de pompe absorbée, nous observons une élévation de la température à la surface du cristal avec la concentration en ytterbium. Cela est provoqué par l'augmentation du dépôt de chaleur volumique et la diminution de la conductivité thermique du cristal avec l'accroissement du dopage en ions ytterbium. Pour un dopage de 10%, nous avons observé une fracture du cristal Yb : CaF₂ lorsque la puissance de pompe absorbée dépasse 15 watts. Pour une absorption donnée, il est judicieux d'utiliser des cristaux les plus faiblement dopés que possible afin de réduire la température du cristal et maintenir une faible réabsorption à la longueur d'onde signal.

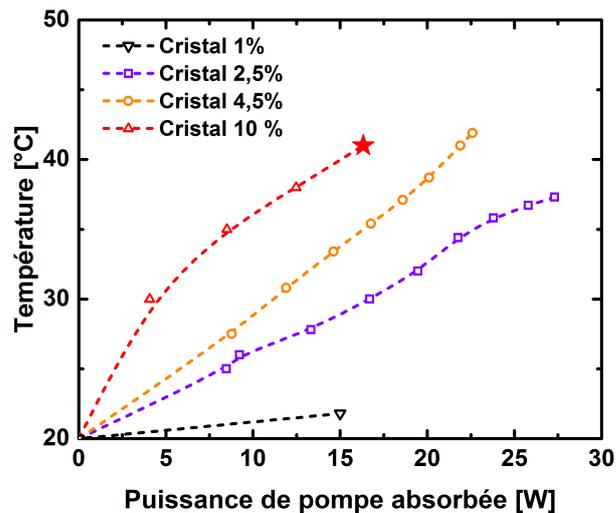


FIGURE 4.11 – Évolution de la température à la surface du cristal Yb : CaF₂ en fonction de la puissance de pompe absorbée pour des cristaux de 10 mm de différents dopages. La pompe est focalisée sur 100 μm de diamètre (I_{max}/e^2).

Dans nos conditions de pompage, le bon compromis se situe donc dans l'utilisation de cristaux dopés autour de 5 % pour tirer profit de grande longueur de cristal et d'assurer un gain par passage optimal.

4.5.1.3 Dimensionnement d'un étage d'amplification Yb : CaF₂ en simple et double passage

A partir du modèle numérique développé et des premières études réalisées, nous nous sommes attachés à déterminer les conditions expérimentales favorisant l'amplification la plus efficace possible. Dans notre étude, nous nous limiterons à l'utilisation de 40 W de pompe monomode et de cristaux dopés à 5 % pour déterminer la longueur du cristal et les tailles de faisceaux pompe et signal optimisant l'amplification du signal.

Les dimensions les plus favorables à une amplification en simple et double passage se déterminent par une étude paramétrique. Dans nos simulations, nous calculons le diamètre de faisceau optimal en fonction de la longueur du cristal et de la puissance du signal. Nous imposons une taille identique entre le faisceau pompe et signal. De plus, nous avons également pris en compte le paramètre M^2 de la pompe afin de rendre compte plus précisément de l'impact sur le gain lorsque ce paramètre est dégradé. Le faisceau signal simulé possède un facteur M^2 égal à 1.1. Dans le cas d'une amplification en simple passage, la figure 4.9 met en évidence l'influence des différents paramètres que sont la longueur du cristal, la qualité modale de la pompe et le niveau de signal injecté.

Pour un M^2 de la pompe égale à 1.1, il apparaît de ces simulations que la longueur optimale du cristal se situe entre 22 et 35 mm lorsque la puissance du signal varie entre 5 et 1 watts. Pour ces longueurs, la taille des faisceaux de pompe et signal avoisine 100 μm de diamètre (I_{max}/e^2). L'influence de la puissance injectée sur la longueur optimale du cristal est liée à l'intensité de saturation de l'amplification de l'Yb : CaF₂ ($I_{Lsat} = 36 \text{ kW.cm}^{-2}$). En effet, une puissance d'entrée

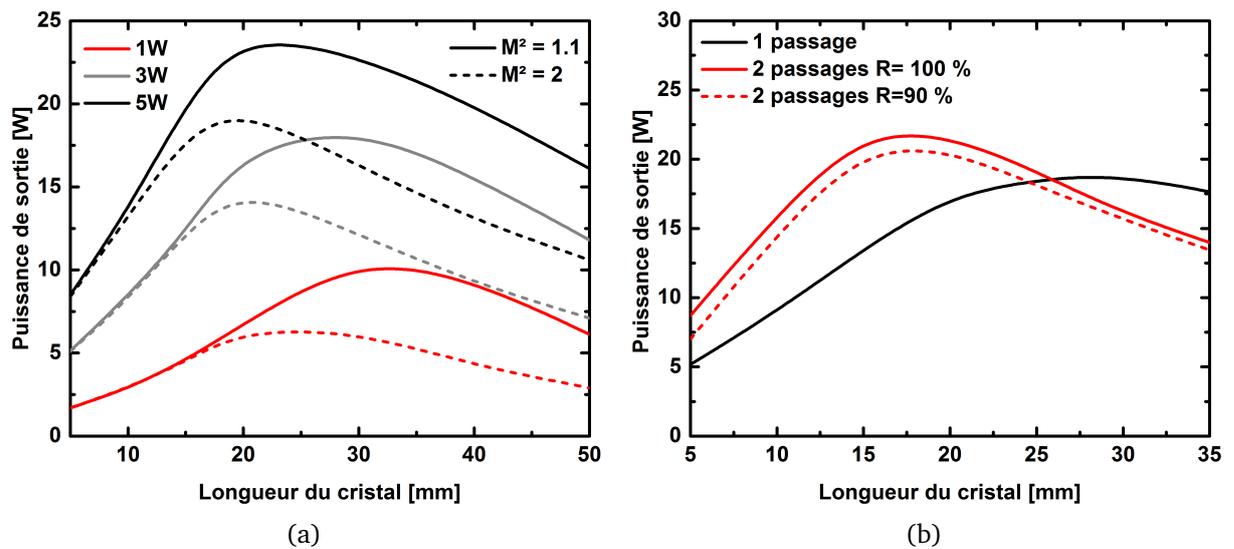


FIGURE 4.12 – (a) : Puissance de sortie en fonction de la longueur de cristal pour 40 W de pompe avec 1 W (courbe rouge), 3 W (courbe grise) et 5 W (courbe noire) de signal d'entrée. En pointillé la puissance délivrée lorsque le facteur M^2 de la pompe est égal à 2. (b) : Comparaison entre la configuration simple et double passage pour 3 W de signal d'entrée avec $M^2 = 1.1$. Pour chaque longueur de cristal, la taille des faisceaux de pompe et signal est ajustée pour obtenir les meilleures performances. L'ensemble des simulations a été réalisé avec un cristal d'Yb : CaF₂ dopé à 5%.

de 1 watt focalisée sur un diamètre de 100 microns équivaut à une intensité signal de 25 kW.cm^{-2} proche de l'intensité de saturation alors que l'injection de 5 watts permet de dépasser largement la saturation de l'amplification dès les premiers millimètres du cristal. A 5 watts de puissance injectée, l'extraction de puissance s'effectue alors plus efficacement dans le cristal et diminue la longueur utile du milieu à gain. D'après nos résultats numériques, l'efficacité d'extraction optimale est alors égale à 45 %. Cette efficacité diminue respectivement à 37 % et 23 % lorsque la puissance du signal d'entrée baisse à 3 et 1 W .

Ces simulations nous renseignent également sur l'influence du paramètre M^2 de la pompe quant à l'efficacité de l'amplificateur. Nous observons une nette diminution du rendement de notre amplificateur lorsque le paramètre M^2 de la pompe passe de 1.1 à 2. La perte de recouvrement spatial entre la pompe et le signal ainsi que la diminution de l'intensité de pompage nécessitent l'utilisation de cristaux plus courts (18 - 24 mm suivant le niveau d'injection) et diminue l'efficacité de l'amplificateur à 35%, 25% et 12,5% lorsque 5, 3 ou 1 watts de signal sont injectés.

Pour pallier un niveau d'injection faible ou utiliser une pompe de qualité modale dégradée, une configuration d'amplification double passage a été étudiée. Le faisceau pompe ne passe ici qu'une seule fois dans le cristal. Dans cette configuration double passage (figure 4.12b), un signal d'entrée d'une puissance de 3 W est injecté et la taille du faisceau signal à l'aller et au retour est conservée. En comparant la configuration simple et double passage il convient de noter que la configuration double passage offre l'avantage d'utiliser des cristaux plus courts pour l'obtention d'une puissance amplifiée plus élevée. En négligeant les pertes liées à la dépolarisation et aux imperfections du système d'imagerie, nous obtenons une extraction de 23 W en configuration

double passage lorsqu'elle est limitée à 19 W en simple passage. L'efficacité d'extraction de la puissance de pompe absorbée passe alors à 50 %. Dans cette configuration, la longueur optimale du cristal est de 17 mm. En considérant un dispositif expérimental plus réaliste par l'ajout de pertes (coefficient de réflexion de 90 % après le premier passage), la puissance extraite après deux passages baisse légèrement à 21 watts .

Par l'étude des différents paramètres que sont la qualité modale du faisceau de pompe, la taille des faisceaux de pompe et signal, la longueur et le dopage du cristal, la puissance du signal injecté ; l'ensemble de ces simulations nous renseignent sur les configurations expérimentales à mettre en oeuvre pour garantir un gain maximal en sortie d'amplificateur. Elles permettent également de quantifier leurs impacts sur l'efficacité de l'amplificateur Yb : CaF₂. Passons maintenant à la réalisation expérimentale d'un amplificateur Yb : CaF₂ booster en configuration de pompage haute brillance.

4.5.2 Amplificateur femtoseconde μJ -10 MHz

4.5.2.1 Le dispositif expérimental

Le schéma expérimental de l'amplificateur est présenté sur la figure 4.13. Le milieu amplificateur utilisé est un cristal d'Yb : CaF₂ dopé à 4.5 at % de 15 mm de longueur et de section de $2 \times 4 \text{ mm}^2$. La maille cristalline est orientée suivant l'axe [111] afin de minimiser la biréfringence induite thermiquement. Le cristal ne possédant pas de traitement anti-reflet, les faces ont été taillées à angle de Brewster. Le cristal Yb : CaF₂ est posé sur un support en cuivre refroidi par eau. Une pâte thermique assure l'interface entre le cristal et le support refroidi. Le cristal est pompé à l'aide d'un dispositif haute brillance décrit au cours du chapitre 2. Une fibre LMA de type barreau (200/80 μm) placée en configuration demi cavité ASE (cf . paragraphe 2.2.2.1) permet de délivrer une puissance de 40 W à 978 nm avec un M^2 avoisinant 2.4. Le signal provient d'un oscillateur Amplitude Systèmes délivrant 4.5 W à 1027 nm à la cadence de 10 MHz avec un facteur $M^2 = 1.2$. Les impulsions issues de l'oscillateur ont un spectre de 3.9 nm (FWHM) et une durée mesurée de 360 fs. Les tailles des faisceaux de pompe et signal sont ajustées par un dispositif afocal indépendant en amont de la focalisation dans le cristal réalisée par une lentille commune aux faisceaux pompe et signal.

Ce premier dispositif expérimental possède l'avantage d'être relativement simple à mettre en oeuvre moyennant quelques précautions. Le faisceau de pompe n'étant que partiellement polarisé, il est exclu d'effectuer un recyclage de la pompe non absorbée par le cristal. Au vu des résultats des simulations présentées au cours de la section 4.5.1.3 et du facteur de qualité de la pompe utilisée, la configuration double passage devrait être bien adaptée à l'extraction de la puissance stockée dans le milieu amplificateur. Le renvoi du faisceau signal vers l'amplificateur est assuré par un miroir dichroïque à 0° (HR 1030 nm, HT 980 nm), une lame quart d'onde et une lentille de focale $f = 300 \text{ mm}$. L'extraction du faisceau amplifié après deux passages est obtenue en réflexion sur le polariseur (cf. figure 4.13). Afin d'éviter toute réflexion parasite du faisceau signal vers la pompe, il est primordial d'utiliser plusieurs miroirs dichroïques DM2 (HR 980nm, HT 1030 nm) tout au long du trajet du faisceau pompe vers le cristal Yb : CaF₂.

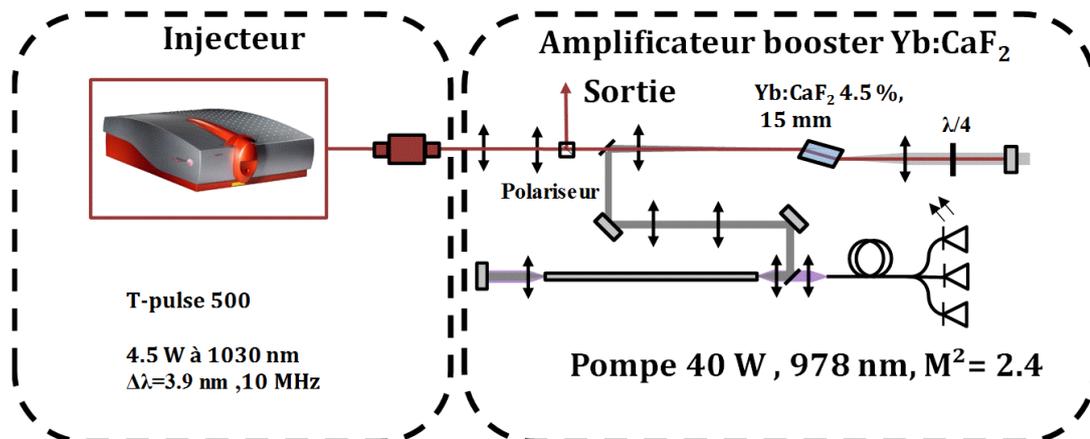


FIGURE 4.13 – Dispositif expérimental d'un amplificateur MHz large bande Yb : CaF₂ en pompage haute brillance

4.5.2.2 Résultats expérimentaux

Nous avons mesuré en simple et double passage les performances de notre amplificateur pour différents diamètres des faisceaux pompe et signal allant de 200 μm à 75 μm . En l'absence de signal, le positionnement longitudinal du cristal Yb : CaF₂ est ajusté en maximisant la puissance de pompe transmise. Pour 37 W de pompe envoyés vers le cristal, nous mesurons des puissances de pompe non absorbées de 7 W, 15 W et 17.2 watts pour des diamètres de faisceaux respectifs de 200 μm , 100 μm et 75 μm . Il est à noter que l'augmentation de la puissance de pompe s'effectue de manière progressive afin d'éviter toute élévation brusque de la température du cristal qui mènerait à sa fracture. Les figures 4.14a et 4.14b présentent les mesures de la puissance du signal amplifié en fonction de la puissance de pompe après un et deux passages pour 4 W de signal injecté dans l'amplificateur.

De ces mesures, il est possible d'extraire plusieurs informations. En simple passage, comme l'avait montré les simulations, l'extraction est maximale pour des tailles de faisceaux pompe et signal voisines de 100 μm de diamètre. Pour 37 W de puissance de pompe utilisée, le signal à 1027 nm atteint un maximum de 11.7 watts et la puissance de pompe non absorbée est de 7.2 W. Nous observons un léger fléchissement de la pente du rendement optique à partir de 20 W de pompe. Comme expliqué dans le chapitre 2, cet effet est lié à l'évolution du facteur de qualité M^2 de la pompe avec la puissance délivrée passant de 2 à 2.4 lorsque la puissance est maximale. Cette augmentation du facteur M^2 réduit le recouvrement spatial entre les faisceaux pompe et signal et affecte directement l'efficacité de l'amplificateur. La puissance amplifiée est légèrement inférieure à ce qui était attendu en simple passage (13.3 W calculée pour un diamètre de faisceau de 100 μm).

En configuration double passage et pour des diamètres de faisceaux pompe et signal de 100 μm , la puissance délivrée par l'amplificateur atteint 14.7 watts. Bien que le second passage accroisse l'efficacité de l'amplificateur Yb : CaF₂, cette puissance est également inférieure à celle estimée numériquement. Pour minimiser l'inconvénient de travailler avec un cristal taillé à angle de Brewster, la polarisation du signal en entrée de l'amplificateur a été tournée derrière

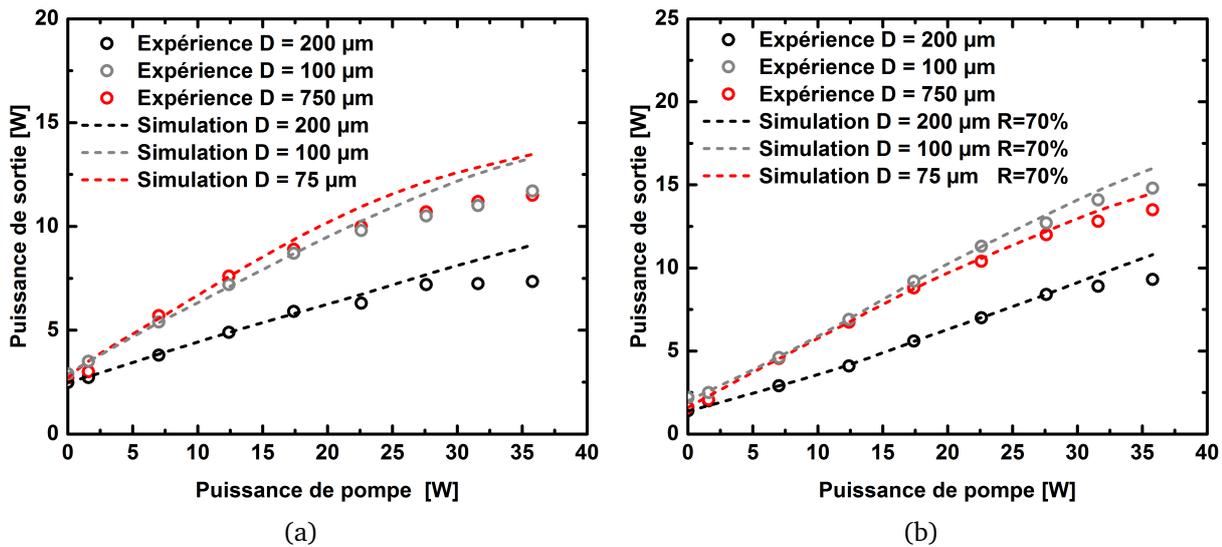


FIGURE 4.14 – Résultats expérimentaux et simulations associées de l'optimisation des tailles des faisceaux pompe et signal en simple passage (a) et double passage (b).

le polariseur par l'addition d'une lame demi-onde (polarisation du signal injecté S au premier passage) afin de minimiser les pertes lors du second passage dans le cristal Yb : CaF₂. De ce fait, les pertes induites par l'angle de Brewster du cristal (12% par face) réduisent les performances du premier passage. Sans cristal, la transmission de la configuration double passage est mesurée à 90 %. En ajoutant les pertes liées à l'utilisation d'un cristal coupé à angle de Brewster en configuration double passage, les pertes totales s'élèvent à près de 25%. En prenant en compte ces pertes dans nos simulations, nous observons comme dans la configuration un passage, une légère inflexion du rendement optique lorsque la qualité spatiale de la pompe se dégrade. Pour des diamètres de faisceaux pompe et signal de 100 μm, nous obtenons une efficacité optique de 28 % ; elle serait de 42 % avec un cristal plan-plan dont les faces seraient traitées anti-reflets.

Le gain potentiel d'une configuration double passage vis à vis de la configuration simple passage se trouve limité du fait de l'utilisation de cristaux à angle de Brewster. Ne disposant pas de cristaux avec des traitements anti-reflets lors de ces expériences, nous avons fait le choix d'optimiser la configuration simple passage en améliorant la qualité spatiale de la pompe et en adaptant la longueur des cristaux pour une extraction efficace en un seul passage.

4.5.2.3 Optimisation du booster en configuration simple passage

L'amélioration du dispositif de pompage par le remplacement de la fibre LMA 200/80 μm par une fibre LPF 62/170 en configuration MOPA (cf. section 2.2.2.2) nous a permis d'obtenir une pompe monomode parfaitement polarisée. Cette source de pompage est capable de délivrer 40 watts à 979 nm tout en conservant un $M^2 = 1.1$. Cet accroissement de brillance nous permet d'allonger la longueur du cristal pour parvenir en un passage à réaliser un amplificateur très efficace. Un cristal d'Yb : CaF₂ de 25 mm et dopé à 4.5% est placé sur le support refroidi par eau. Un miroir dichroïque à 45° est placé en sortie d'amplificateur afin de filtrer la puissance de pompe résiduelle. Le nouveau schéma expérimental est présenté sur la figure 4.15.

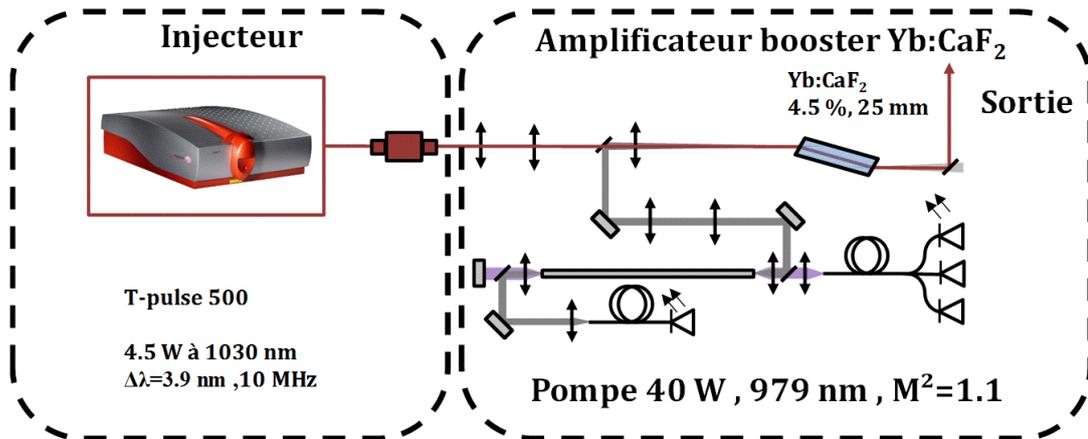


FIGURE 4.15 – Dispositif expérimental de l’amplificateur booster Yb : CaF₂ optimisé pour une extraction de puissance en un seul passage.

4.5.2.4 Résultats en configuration optimisée pour un passage

Les performances de notre amplificateur sont mesurées pour différentes tailles de faisceaux. A 40 watts de pompe, sans signal et pour des diamètres de faisceau de pompe de $200 \mu\text{m}$, $150 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$, la puissance de pompe non absorbée est respectivement de 2.3, 6 et 11.6 W. Les mesures d’amplification du signal en fonction de la puissance de pompe pour les différentes tailles de faisceau sont présentées en figure 4.16a.

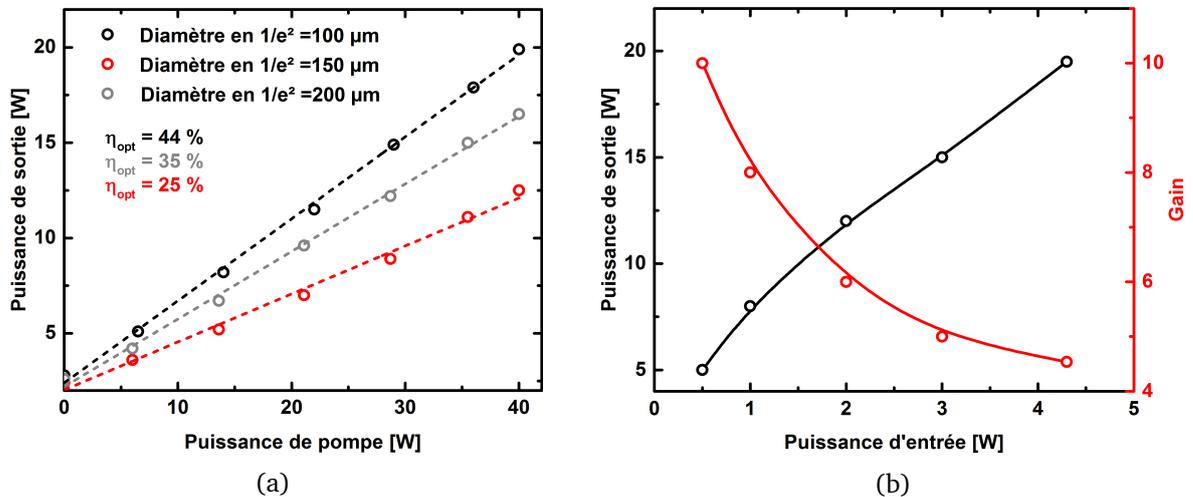


FIGURE 4.16 – (a) Puissance délivrée par l’amplificateur en fonction de la puissance de pompe pour différentes tailles de faisceaux. En pointillé le résultat des simulations. (b) Puissance de sortie (courbe noire) et gain (courbe rouge) en fonction de la puissance du signal d’entrée pour $D = 100 \mu\text{m}$ et pour une puissance de pompe de 40 W.

Comme nous pouvions nous y attendre, la meilleure efficacité d’amplification (40%) est obtenue pour des diamètres de faisceaux avoisinant $100 \mu\text{m}$. Dans ces conditions, la puissance délivrée par l’amplificateur atteint 20 watts et la pompe non absorbée tombe à 500 mW. Ces

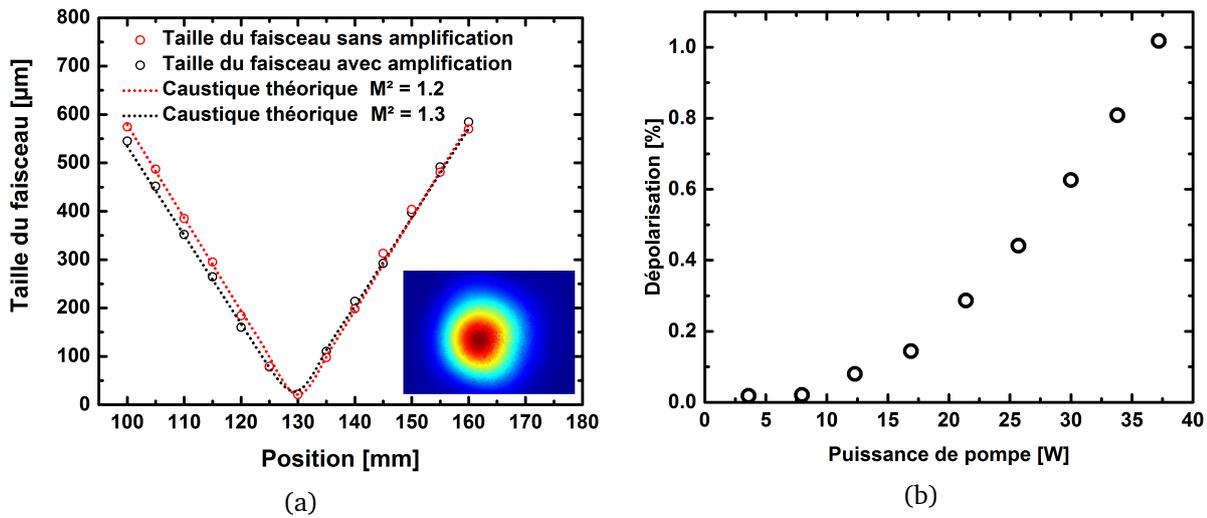


FIGURE 4.17 – (a) Mesure expérimentale du paramètre M^2 du faisceau signal initial et amplifié à 20 W. En médaillon, le profil spatial en champ proche du faisceau à 20 W. (b) Mesure expérimentale de la dépolarisation induite thermiquement dans le cristal Yb : CaF₂ en fonction de la puissance de pompe.

résultats expérimentaux sont en bonne adéquation avec nos simulations (courbes en pointillés). Nous pouvons également noter qu’aucune inflexion de l’efficacité n’apparaît lorsque la pompe délivre sa puissance maximale. Nous avons également mesuré l’influence de la puissance du signal d’entrée sur la puissance en sortie d’amplificateur (cf. figure 4.16b). En régime de faible extraction, un gain de 10 est obtenu dans le cristal Yb : CaF₂. Même pour un signal injecté de 4.2 watts, la forte brillance de la pompe permet de maintenir un gain important dans le cristal puisqu’il atteint 4.8 watts. Bien que l’intensité de pompage soit très élevée, les effets induits par la thermique restent très faibles. Le faisceau amplifié conserve une très bonne qualité spatiale comme l’atteste la mesure du M^2 du faisceau signal avant et après amplification (cf. figure 4.17a). L’ellipticité initiale du faisceau signal de 90% reste inchangée après amplification. La dépolarisation induite thermiquement dans l’amplificateur a également été caractérisée en fonction de la puissance de pompe (figure 4.17b). Nous mesurons une dépolarisation du faisceau signal de 1 % pour 40 watts de pompe utilisés et 20 watts de signal en sortie.

Enfin, les caractéristiques spectrales et temporelles de l’impulsion initiale sont également conservées après un passage dans le cristal d’Yb : CaF₂. La mesure du spectre avant et après l’amplification nous informe qu’aucun effet apparent de rétrécissement spectral par le gain ou d’automodulation de phase n’est présent (cf. figure 4.18a). Cette observation est confirmée par la mesure à l’autocorrélateur de la durée de l’impulsion avec et sans amplification (cf. figure 4.18b). En assumant une forme $sech^2$, la durée initiale de 361 fs est conservée. Même si l’énergie amplifiée par impulsion atteint 2 microjoules, la durée des impulsions est suffisamment grande pour limiter la valeur de l’intégrale \mathfrak{B} à 0.83 rad.

Par la réalisation d’un étage d’amplification basé sur l’utilisation d’un cristal Yb : CaF₂ pompé par une source haute brillance, nous avons démontré l’amplification d’impulsions sub-400 fs à un niveau d’énergie de 2 microjoules à la cadence de 10 MHz. Cette configuration simple de

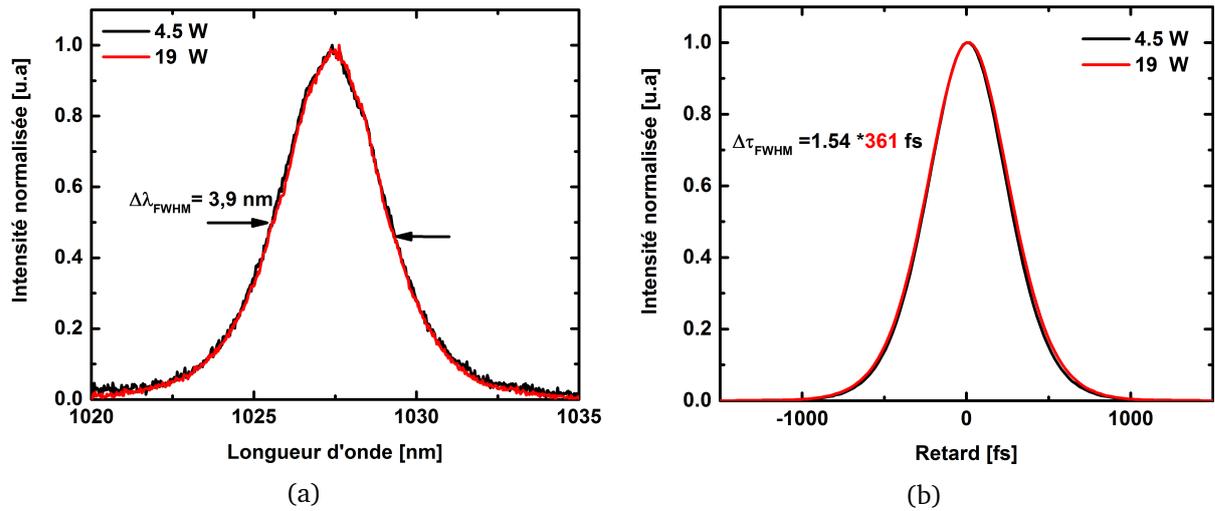


FIGURE 4.18 – (a) Évolution du spectre expérimental avant et après amplification. (b) Mesure expérimentale de la trace d'autocorrélation des impulsions avant et après amplification.

mise en oeuvre et ne nécessitant pas d'étirement temporel, offre la possibilité d'obtenir un gain par passage proche de 5 tout en conservant les propriétés spectrales, spatiales et temporelles de l'impulsion initiale grâce notamment à la large bande d'amplification de l'Yb : CaF₂, son faible indice non linéaire, et sa bonne conductivité thermique. En répartissant la charge thermique le long du cristal de 25 mm, un très faible niveau de dépolarisation a été observé. La bande spectrale d'amplification de l'Yb : CaF₂ doit permettre l'amplification d'impulsions plus brèves sans allongement de la durée des impulsions. Intéressons-nous désormais au comportement de cet amplificateur lorsqu'il est injecté par un oscillateur délivrant des impulsions sub-100 fs.

4.5.3 Réalisation d'un amplificateur Yb : CaF₂ MHz de large bande spectrale

4.5.3.1 Le dispositif expérimental

Pour démontrer le potentiel large bande de l'amplificateur, nous avons utilisé l'oscillateur Yb : CaF₂ présenté au cours du chapitre 3. Dans des conditions d'utilisation quotidienne, l'oscillateur a été optimisé de manière à délivrer un train d'impulsions stable à la cadence de 96 MHz avec une puissance moyenne de 2.9 W. Le spectre des impulsions est centré autour de 1045 nm permettant l'obtention d'impulsion de 70 fs.

L'étage d'amplification simple passage comporte un cristal d'Yb : CaF₂ de longueur 29 mm dopé à 4.5% et taillé à angle de Brewster. Ce cristal est simplement déposé sur un support refroidi afin d'éviter toute contrainte mécanique qui viendraient fragiliser le cristal lors du pompage. La source fibrée réalisant le pompage est identique à la configuration précédente à savoir une source monomode à 979 nm délivrant 40 W et focalisée sur un diamètre de 100 μm ($1/e^2$). Le faible indice non linéaire de l'Yb : CaF₂ et le niveau d'énergie des impulsions injectées nous autorisent à travailler sans dispositif d'étirement temporel. Le dispositif expérimental est présenté sur la figure 4.19. Bien que la puissance délivrée par cet oscillateur (2.9 W) soit plus faible ici, les conditions expérimentales sont similaires à l'amplificateur précédent. Seule la longueur du cristal Yb : CaF₂

dopé à 4.5 % a été allongée à 29 mm afin de compenser le niveau plus faible d'injection.

4.5.3.2 Résultats expérimentaux

Lorsque le faisceau de pompe est focalisé au centre du cristal et sans amplification du signal, la puissance de pompe non absorbée dans le cristal atteint 6.5 watts du fait de la saturation de l'absorption. Le signal à 1045 nm est ensuite injecté en s'assurant du parfait recouvrement spatial dans le cristal des faisceaux pompe et signal. La figure 4.20a montre l'évolution de la puissance du signal amplifié en fonction de la puissance de pompage. La figure 4.20b quant à elle, présente l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance injectée à 40 W de pompe.

A 40 watts de pompe et pour une puissance de signal injectée de 200 mW, nous mesurons un gain de 12.5 portant la puissance du signal amplifié à 2.5 W. A pleine puissance du signal injecté (2.9 W), le gain diminue du fait de l'extraction de puissance mais reste très élevé et atteint 5.5. Nous mesurons alors une puissance moyenne du signal amplifié de 16.5 W. Au point d'extraction maximale, le rendement optique de notre amplificateur avoisine 34 %.

Intuitivement, l'amplification d'impulsions à spectre large (20 nm FWHM) nous laissait penser que l'amplificateur Yb : CaF₂ serait moins efficace. Expérimentalement, nous n'avons pas observé de diminution notable de l'efficacité de cet amplificateur par rapport à celui précédemment présenté si on compare les mesures de gain à puissance injectée identique. La large bande d'amplification de l'Yb : CaF₂, l'utilisation d'un cristal de 29 mm et l'excellent recouvrement spatial des faisceaux pompe et signal nous ont permis de maintenir un très bon rendement optique.

Après un passage à travers le milieu amplificateur, le spectre en sortie est légèrement décalé vers les grandes longueurs d'onde mais reste aussi large que le spectre injecté. La longueur d'onde centrale se décale de 1045 nm à 1048 nm et la largeur spectrale à mi-hauteur est conservée à 20 nm. La figure 4.21a présente le spectre expérimental mesuré avant et après amplification.

Pour compenser la dispersion introduite par le cristal d'Yb : CaF₂ et annuler la dérive de fréquence naturelle des impulsions délivrées par l'oscillateur, 8 rebonds sur des miroirs dispersifs ($-250 fs^2$) sont nécessaires. En sortie d'amplificateur et sans les miroirs dispersifs, la durée des impulsions est de 106 fs. La réduction de la durée par l'addition des miroirs dispersifs est réalisée

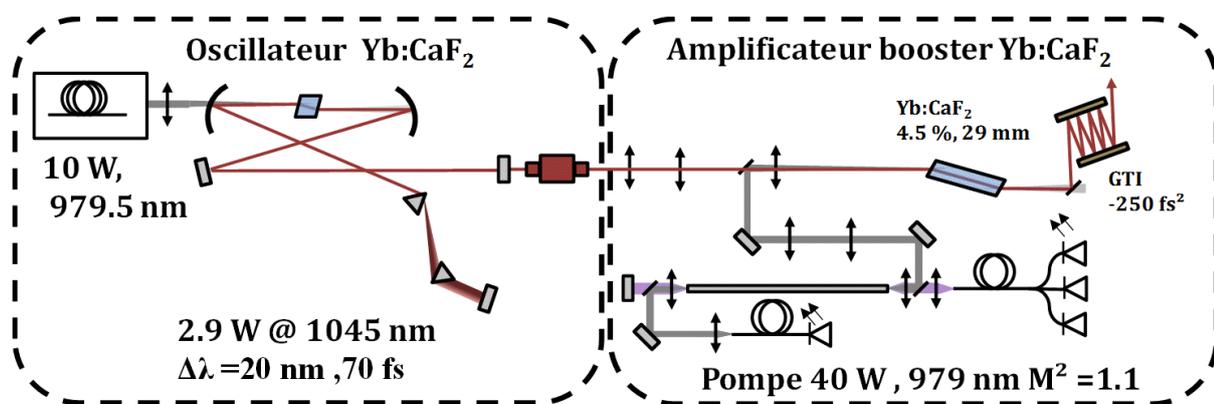


FIGURE 4.19 – Dispositif expérimental permettant l'amplification à 96 MHz d'impulsions de 70 fs.

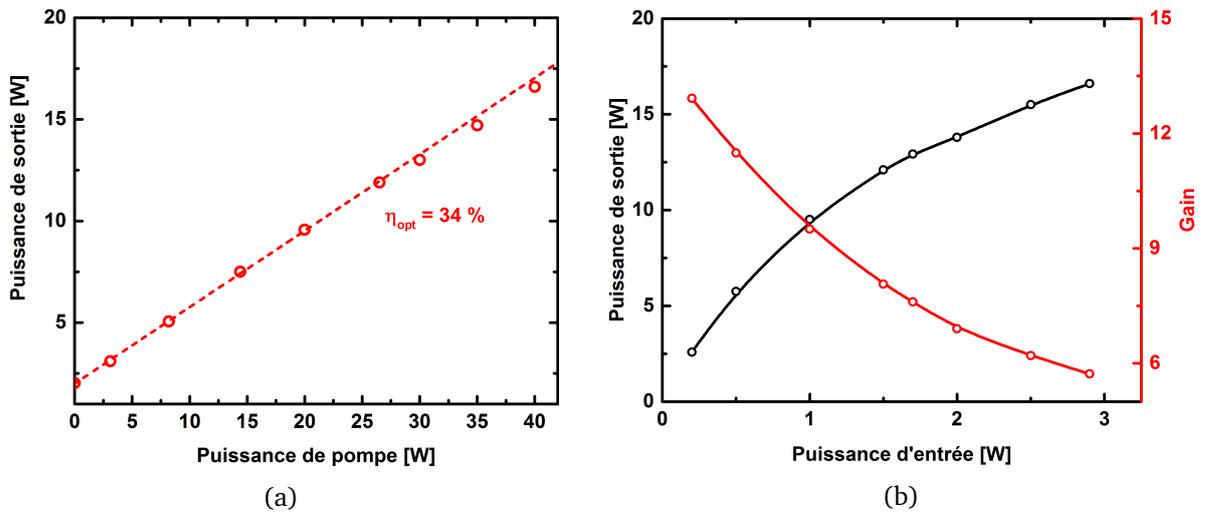


FIGURE 4.20 – (a) : Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe pour un diamètre de faisceaux pompe et signal de $100 \mu\text{m}$. En pointillé le résultat des simulations. (b) : Puissance de sortie (courbe noire) et gain (courbe rouge) en fonction de la puissance du signal d'entrée pour $D = 100 \mu\text{m}$ et à 40 W de puissance de pompe.

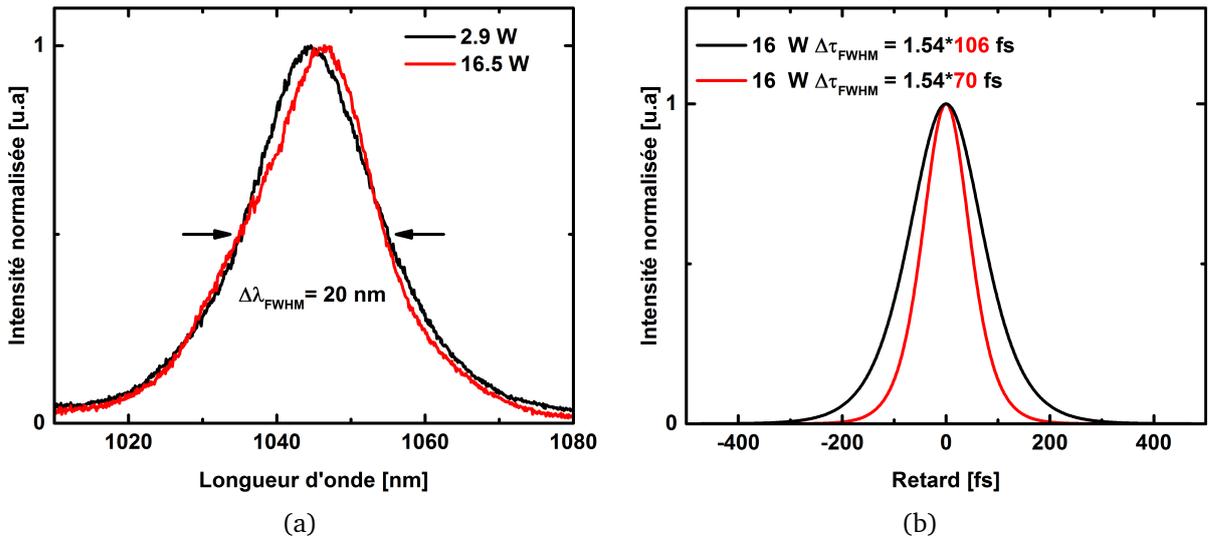


FIGURE 4.21 – (a) Évolution du spectre expérimental avant et après amplification. (b) Mesure expérimentale de la trace d'autocorrélation des impulsions amplifiées avant et après les miroirs dispersifs.

par le biais d'un autocorrélateur et permet l'obtention d'impulsions de 70 fs (FWHM) (cf. figure 4.21b). La transmission du système dispersif est de 92 %. En sortie nous mesurons alors une puissance de 15.2 W avec des impulsions de 70 fs, soit une énergie par impulsion de 158 nJ. Dans ces conditions, l'intégrale \mathfrak{B} est estimée à 0.4 radian. La mesure du profil spatial du faisceau amplifié confirme comme précédemment la faible distorsion du front d'onde induite au cours de l'amplification dans le cristal Yb : CaF₂ (cf. figure 4.22). La mesure du facteur de qualité M^2 du faisceau amplifié corrobore cette observation avec des valeurs de 1.2 et 1.3 dans les plans

respectivement sagittal et tangential.

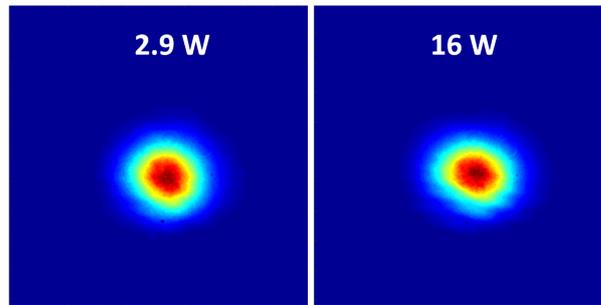


FIGURE 4.22 – Profil spatial du faisceau amplifié en champ proche (a) avant amplification, (b) après amplification.

4.6 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l’amplification directe d’impulsions femtosecondes au travers d’un cristal d’Yb : CaF₂ pompé par un dispositif haute brillance de 40 W.

Après avoir validé notre modèle numérique par des mesures préliminaires de gain petit signal, nous avons dimensionné un amplificateur Yb : CaF₂ de haute récurrence fonctionnant en extraction de puissance. Dans un premier temps avec une source à 10 MHz et un spectre de 3.9 nm de largeur à mi-hauteur où nous avons réalisé l’amplification d’impulsion de 360 fs à un niveau d’énergie de 2 microjoules. Nous nous sommes ensuite interrogés sur la capacité large bande de notre amplificateur et avons utilisé comme injecteur un des oscillateurs sub-100 fs réalisés au cours de mes travaux de recherche. En conservant la configuration précédemment établie, des impulsions de 70 fs ont été obtenues à une puissance moyenne de 15.2 W et à la cadence de 96 MHz.

Au cours de ces études, nous avons démontré que l’utilisation du pompage haute brillance permettait de réaliser un amplificateur Yb : CaF₂ efficace et capable d’amplifier de larges spectres. Moyennant le développement d’un modèle d’amplification que nous avons réalisé, nous avons pu concevoir une architecture simple, sans étirement temporel capable de fonctionner en régime d’extraction de puissance. Le modèle numérique développé nous a permis également de montrer l’influence de la qualité modale de la pompe utilisée sur les performances de l’amplificateur. Cette architecture s’avère complémentaire des amplificateurs à fibre limités en énergie. Du fait de la large bande d’amplification de l’Yb : CaF₂, aucune réduction spectrale n’a été observée. Bien que les intensités de pompage ici utilisées soient élevées, la dépolarisation induite par les effets thermiques dans le cristal a pu être minimisée par une orientation appropriée de la maille cristalline cubique de l’Yb : CaF₂. De même la déformation du front d’onde du faisceau amplifié par les gradients thermiques dans le cristal n’a pas sensiblement affecté la qualité spatiale du faisceau initial. En l’absence d’une puissance de pompe plus importante, nous n’avons pas été en mesure de mettre en évidence les conditions limites de pompage et d’énergie extractible de cet amplificateur. Bien entendu, la forte focalisation du faisceau amplifié est une des principales

limitations énergétiques de notre amplificateur. Cependant il est raisonnable d'extrapoler ces résultats à une source plus énergétique et à faible cadence (10 - 100 kHz) dès lors que les impulsions sont étirées temporellement et que le seuil d'endommagement du cristal Yb : CaF₂ n'est pas atteint. Faute d'une source signal plus énergétique à notre disposition, nous n'avons pas pu étendre cette étude à l'amplification d'impulsions d'une centaine de microjoules. Nous explorerons toutefois ce régime d'amplification dans le chapitre suivant avec la réalisation d'un amplificateur régénératif énergétique basé sur l'utilisation du pompage haute brillance. Ces résultats laissent entrevoir de belles perspectives pour l'amplification à haute cadence d'impulsions femtosecondes plus énergétiques.

Chapitre 5

Amplificateur régénératif femtoseconde Yb : CaF₂

Ce chapitre a pour but d'évaluer l'intérêt du pompage à haute brillance dans la réalisation d'un amplificateur à dérive de fréquence multi-watts, multi-kHz à base d'Yb : CaF₂. Après avoir exposé l'intérêt et le principe de fonctionnement d'un amplificateur à dérive de fréquence, nous présenterons le modèle numérique qui nous a permis de décrire la dynamique d'amplification dans une configuration multi-passages. Ce modèle sera utilisé par la suite pour la conception de l'architecture d'une cavité régénérative Yb : CaF₂ afin d'optimiser la bande spectrale amplifiée et le rendement optique du pré-amplificateur. Dans la dernière partie de ce chapitre, après une description de l'ensemble du dispositif incluant un oscillateur femtoseconde, un étireur temporel, une cavité régénérative Yb : CaF₂ et un compresseur, nous présenterons et discuterons les résultats expérimentaux obtenus.

5.1 Contexte

De nombreuses applications scientifiques et industrielles requièrent des impulsions laser femtosecondes à haut taux de répétition (plusieurs dizaines de kilohertz à quelques centaines) et à fortes énergies (100 μ J à quelques mJ) [119]. Pour atteindre ces niveaux d'énergie, la technique d'amplification la plus courante est basée sur l'injection et le piégeage d'une impulsion dans une cavité laser afin de lui faire parcourir plusieurs allers-retours dans le milieu amplificateur. Cette technique est appelée "amplification régénérative". Elle permet d'atteindre un gain optique total de 10^6 tout en garantissant une excellente qualité spatiale du faisceau amplifié. Durant les vingt dernières années, les principales avancées des systèmes lasers délivrant de fortes puissances moyennes à haut taux de répétition ont été obtenues par le développement de nouveaux matériaux dopés ytterbium possédant d'excellentes propriétés thermomécaniques et un faible défaut quantique, associés à l'utilisation de diodes-laser peu brillantes comme source de pompage. Tandis que plusieurs centaines de watts à des cadences multi-kHz ont été démontrées avec des cavités régénératives utilisant des disques minces d'Yb : YAG, la durée des impulsions est quant à elle proche de la picoseconde du fait de la faible largeur spectrale de l'Yb : YAG. Il est possible, au moyen de l'automodulation de phase de l'impulsion traversant un matériau,

d'élargir la bande spectrale de l'impulsion et de réduire significativement sa durée. Cela peut se faire en sortie de l'amplificateur au moyen de la traversée d'un capillaire ou d'une fibre remplie de gaz ; système encombrant sous vide devant accepter la transmission de puissance moyenne optique importante ou à l'intérieur de l'amplificateur régénératif comme l'ont réalisé récemment M. Ueffing et al. [135] en démontrant la production d'impulsions de 210 fs à une énergie de 2 mJ et 100 kHz. Ce dernier schéma est extrêmement sensible à un point de fonctionnement particulier sous peine d'endommagement des composants optiques de la cavité et pose des questions sur l'homogénéité spatiale de l'élargissement spectral obtenu car il induira inévitablement une non-uniformité spatiale de la durée de l'impulsion.

Bien que l'amplification d'impulsions à spectre large (~ 15 nm) à un niveau d'énergie de 700 microjoules soit accessible avec l'Yb : CaF₂ [107], aucun travail n'a encore démontré de telles bandes spectrales amplifiées à des cadences supérieures à 500 Hz. En utilisant le pompage à haute brillance, nous montrerons qu'il est possible d'associer en régime d'amplification à dérive de fréquence de larges bandes spectrales d'amplification à des cadences de fonctionnement multi-kHz et une puissance moyenne extraite de plusieurs watts.

5.2 L'amplification à dérive de fréquence

5.2.1 Intérêts

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, l'amplification d'impulsions femtosecondes nécessite de prendre en considération l'intensité crête des impulsions traversant les composants optiques sous peine d'atteindre le régime d'autofocalisation. Typiquement dans les matériaux solides l'intensité ne doit pas dépasser la dizaine de GW.cm⁻² bornant la fluence maximale à quelques mJ.cm⁻² pour des impulsions de 100 fs. De telles fluences sont incompatibles avec la fluence d'extraction des amplificateurs solides et conduiraient à de très faibles efficacités d'extraction de l'énergie stockée dans l'amplificateur. Pour éviter les endommagements lorsque les fluences utilisées sont de quelques J.cm⁻², une technique basée sur l'amplification d'impulsions préalablement étirées a été proposée à la fin des années 80 [127]. Cette technique, appelée communément amplification à dérive de fréquence ou en anglais Chirped Pulse Amplification (CPA) est à l'origine de l'accroissement de la puissance crête des systèmes laser dont certains systèmes aujourd'hui en cours de réalisation atteindront plusieurs pétawatts.

Outre les effets non linéaires, le seuil de dommages des matériaux est une fonction dépendante de la durée des impulsions utilisées. Comme on peut le voir sur la figure 5.1, la fluence maximale avant l'endommagement est d'autant plus grande que la durée des impulsions est longue. Ainsi pour des impulsions femtosecondes, elle est typiquement de l'ordre de 2 J.cm⁻² dans la silice et le fluorure de calcium et croît en $\sqrt{\tau_p}$ pour des impulsions supérieures à quelques ps pour atteindre plusieurs dizaines de J.cm⁻² lorsque la durée de l'impulsion est de l'ordre de la nanoseconde. L'allongement temporel des impulsions femtosecondes avant leur amplification est donc avantageux, tant pour éliminer les risques d'autofocalisation que pour accroître les seuils d'endommagement des composants optiques des amplificateurs.

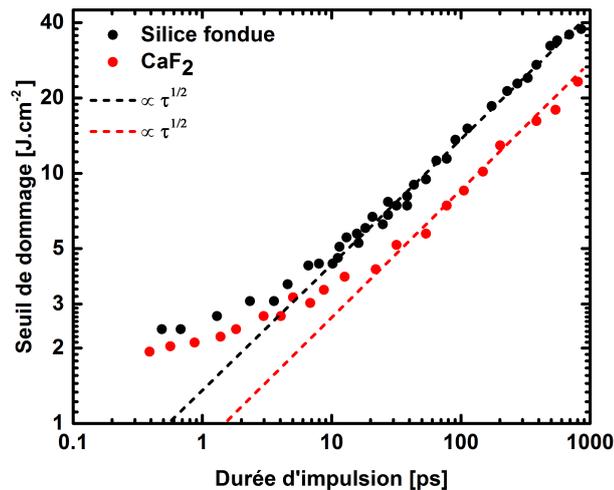


FIGURE 5.1 – Seuil d'endommagement de la silice et du fluorure de calcium en fonction de la durée des impulsions. Figure issue de [128]

5.2.2 Principe

Le principe de cette technique est simple : une impulsion femtoseconde est étirée temporellement sur plusieurs centaines de picosecondes à partir d'un système dispersif appelé étireur. La puissance crête de l'impulsion est alors réduite du facteur d'étirement temporel allant de quelques milliers à quelques dizaines de milliers. L'énergie des impulsions étirées est ensuite augmentée par un amplificateur ou une succession d'amplificateurs. En sortie du dernier amplificateur, l'impulsion est comprimée par un dispositif introduisant une dispersion opposée à celle de l'étireur afin de remettre en phase toutes les composantes spectrales de l'impulsion amplifiée. La figure 5.2 illustre le principe de l'amplification à dérive de fréquence.

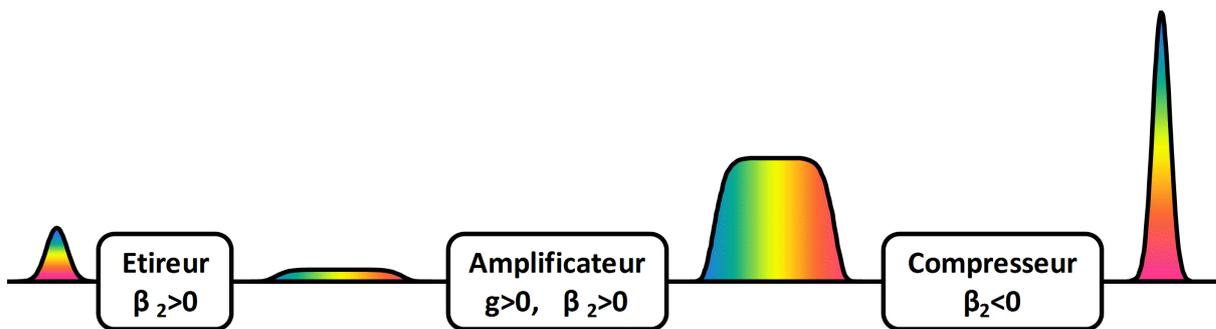


FIGURE 5.2 – Principe de l'amplification à dérive de fréquence

5.2.3 Étirement et compression

C'est le niveau d'énergie souhaité à la fin de la phase d'amplification qui va déterminer le facteur d'étirement de l'impulsion pour réduire la phase non-linéaire accumulée et éviter l'accroissement des surintensités spatiales du faisceau laser. Durant mes travaux sur l'oscillateur et l'amplificateur booster, nous avons utilisé des prismes et/ou des miroirs dispersifs introduisant une

dispersion de groupe positive. Cependant, un facteur d'étirement temporel de quelques milliers nécessite l'utilisation de composants plus dispersifs. Pour l'étirement d'impulsions, plusieurs dispositifs existent :

- Les étireurs à réseaux : Ces étireurs sont composés d'un système d'imagerie de grandissement -1 et d'un (configuration repliée) ou deux réseaux de diffraction. Quel que soit le type du système imageur (afocal de lentilles [86], Triplet de Öffner [18]) le facteur d'étirement temporel de ce type de dispositif est très important. Les réseaux de diffraction introduisent une dépendance angulaire de la réfraction avec la longueur d'onde et permettent donc de réaliser une différence de chemin optique entre les composantes spectrales de l'impulsion brève. L'allongement temporel à la sortie de ce type de dispositif sera proportionnel à l'étalement spatial sur le second réseau ou dans une configuration repliée à l'étalement spatial du second passage sur le réseau unique. Les dimensions du système imageur et du réseau de diffraction limiteront de ce fait le facteur d'étirement temporel et sont responsables de l'encombrement incontournable de ce type de dispositif. Notons que toutes les configurations ne se valent pas et que les aberrations optiques dégradent la compressibilité des impulsions amplifiées.
- Les étireurs fibrés à réseaux de Bragg : Ces composants sont à la fois compacts et peu coûteux. A l'aide d'un motif d'interférence entre deux faisceaux UV, un réseau de Bragg est photo-inscrit au coeur d'une fibre monomode en silice. Par la modification de l'indice de réfraction, il est alors possible de façonner la loi de dispersion introduite par la traversée de la fibre. A cause du confinement lié au guidage optique, l'énergie des impulsions que l'on peut étirer est nécessairement limitée par la puissance crête tolérée par la fibre.
- Les étireurs à réseau de Bragg volumique : Un réseau de Bragg est cette fois ci photo-inscrit dans un élément non guidant en silice. Ces composants possèdent l'avantage d'être très compacts et peu coûteux. Cependant la bande spectrale transmise par les réseaux de Bragg volumique reste aujourd'hui réduite à quelques nanomètres et sont de ce fait principalement utilisés sur des systèmes lasers délivrant des impulsions de plusieurs centaines de femtosecondes.

En ce qui concerne la compression des impulsions, les possibilités sont limitées par le niveau de la puissance crête des impulsions délivrées. Pour des énergies supérieures à plusieurs dizaines de μJ , les compresseurs à fibres sont inutilisables du fait du fort confinement du mode. Restent donc les compresseurs suivants :

- Les compresseurs de Bragg volumiques : Basés sur le même principe que l'étireur du même nom, ces compresseurs sont très compacts mais nécessitent une très bonne connaissance des différents éléments dispersifs composant le système laser en vue d'une compression optimale. De manière similaire à la version étireur, la bande spectrale transmise est limitée.
- Les compresseurs à réseaux : Composés de deux réseaux de diffraction en transmission ou en réflexion, ces compresseurs offrent généralement une bonne efficacité de transmission (autour de 90 % pour les réseaux diélectriques et 70 % pour les réseaux en or). Par un réglage fin des angles d'incidence, il est possible d'optimiser la compression par la prise en considération des ordres supérieurs de la phase accumulée au cours de l'amplification. Bien qu'encombrant, le niveau d'énergie utilisable pour ce type de compresseur est très élevé (plusieurs centaines de joules) et est uniquement imposé que par la dimension et le

seuil d'endommagement des réseaux (500 mJ.cm^2 diélectrique et 200 mJ.cm^2 or). Les réseaux diélectriques sont en général préférés pour leur grande efficacité mais présentent une acceptante spectrale plus étroite (typiquement 20-30 nm) que les réseaux en or (typiquement 200 nm).

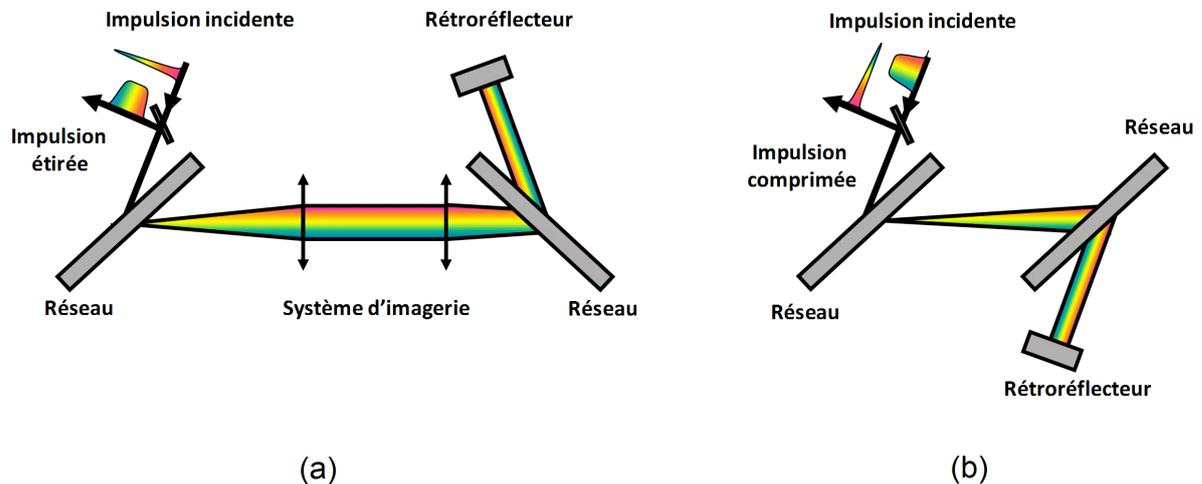


FIGURE 5.3 – Schéma d'un étireur (a) et d'un compresseur (b) avec des réseaux en transmission.

Dans la suite de notre exposé, nous ferons référence à un étireur et un compresseur utilisant des réseaux de diffraction en réflexion. D'un point de vue général, il est préférable d'utiliser des réseaux de même densité de traits pour étirer et comprimer les impulsions. Cependant, comme nous le verrons dans le paragraphe 5.3.3, lorsque la dispersion totale introduite par les différents composant constituant les amplificateurs est importante il peut être judicieux de choisir un ensemble étireur-compresseur mixte (réseaux dont les densités de traits ne sont pas identiques dans l'étireur et le compresseur) afin de minimiser la phase spectrale résiduelle des impulsions délivrées [4].

5.2.4 La cavité régénérative

L'amplification régénérative est généralement utilisée pour l'amplification d'impulsions pJ - nJ car elle permet l'obtention de forts gains, typiquement de l'ordre de 10^6 . Cette technique consiste à piéger une impulsion dans une cavité laser et de lui faire parcourir un nombre voulu d'aller-retours dans le milieu amplificateur. L'amplification régénérative se distingue de l'amplification multi-passages par le nombre d'aller-retours dans le milieu amplificateur qui peut être de plusieurs dizaines à la centaine lorsque le gain en régime petit signal est faible. Ainsi, l'amplification multi-passages est plus appropriée pour un régime où la saturation du gain de l'amplificateur pourra être réalisée après quelques passages dans le milieu à gain. L'amplification régénérative est privilégiée pour l'amplification d'impulsions dont l'énergie initiale est faible et est incontournable lorsque le gain petit signal du matériau amplificateur n'est pas très élevé. Notons que l'encombrement d'un amplificateur régénératif n'est pas lié aux nombres d'aller-retours effectués. L'injection de l'impulsion à amplifier dans une cavité résonnante permet également l'obtention d'une excellente qualité spatiale du faisceau amplifié au travers du filtrage spatial

induit par les conditions modales (taille et front d'onde) de la cavité amplificatrice. Dans des conditions de saturation de l'amplification modérée et de légères perturbations modales (front d'onde et profil radial de gain), le profil spatial de l'impulsion piégée dans la cavité est identique à chaque aller-retour. Tous ces avantages font que cette technique d'amplification est très utilisée à basse cadence mais également à plusieurs centaines de kHz. Intéressons-nous aux différentes étapes et éléments nécessaires à l'amplification régénérative.

5.2.4.1 Injection-extraction

L'injection et l'éjection d'une impulsion dans la cavité régénérative est réalisée à partir d'un dispositif d'aiguillage optique composé de deux polariseurs, d'un rotateur optique et d'une lame demi-onde orientée à 22.5°. Ainsi, une impulsion avec une polarisation horizontale traverse le premier polariseur puis voit sa polarisation tournée successivement de 45° en traversant le rotateur et la lame demi-onde. L'impulsion est ensuite injectée dans la cavité par le polariseur intra-cavité. L'extraction de l'impulsion se fait par la réflexion de l'impulsion sur le polariseur en sortie de rotateur.

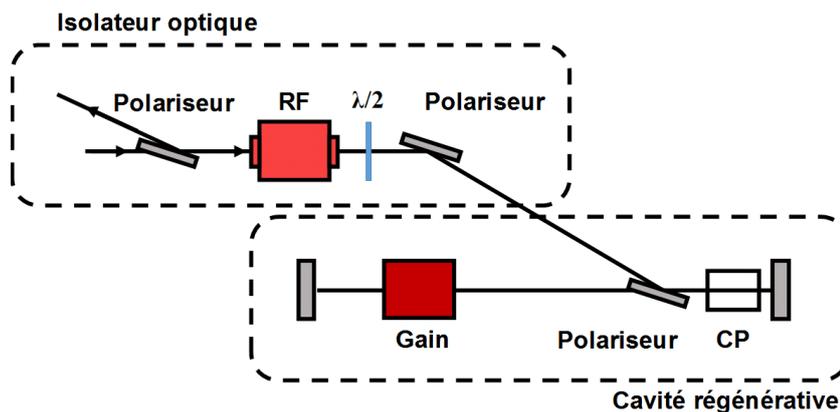


FIGURE 5.4 – Schéma d'une cavité régénérative : RF : rotateur de Faraday, CP : cellule de Pockels, Gain : milieu amplificateur.

5.2.4.2 La cellule de Pockels

L'injection, le piégeage puis l'extraction de l'impulsion dans la cavité s'effectuent par l'utilisation d'un modulateur électro-optique appelé cellule de Pockels. Pour de faibles niveaux d'énergie amplifiée, ces fonctions peuvent être réalisées par un modulateur acousto-optique. Dans le cas de la cellule de Pockels, le cristal biréfringent utilisé voit son ellipsoïde des indices modifiée en fonction de la tension qui lui est appliquée. Ainsi le déphasage introduit peut être adressé avec précision dans le temps. Le cristal où a lieu l'effet Pockels va avoir un comportement tantôt de lame quart d'onde, tantôt de lame neutre ou demi-onde avec une commutation d'un état à l'autre en quelques nanosecondes. Plusieurs cristaux peuvent être utilisés comme le BBO, le RTP et le KDP. Ce dernier est cependant limité à des cadences relativement basses (Hz - quelques kHz) afin d'éviter les effets parasites que sont les résonances acoustiques. Les tensions appliquées

sont de l'ordre de plusieurs kilovolts et peuvent varier suivant la nature du cristal utilisé et ses dimensions.

5.2.4.3 Cycles de stockage et d'amplification en régime continu

Nous différencions deux cycles pour l'amplification d'une impulsion dans une cavité régénérative dont le milieu amplificateur est pompé de manière continue. Le premier cycle correspondant à la phase où le cristal est pompé sans qu'aucune impulsion ne vienne dépléter l'inversion de population réalisée : c'est le stockage d'énergie. Le second cycle correspond quant à lui à la phase où l'impulsion est injectée dans la cavité pour être amplifiée au fur et à mesure de ses passages dans le milieu à gain puis est éjectée une fois l'énergie extraite. A des cadences de quelques kHz, le temps de stockage est généralement de l'ordre de la milliseconde lorsque le temps d'amplification est plutôt de quelques centaines de nanosecondes voire microsecondes. C'est la tension appliquée à la cellule de Pockels de manière dynamique qui va déterminer les trois différentes phases de l'amplification régénérative :

- Dans la phase de stockage d'énergie, aucune tension n'est appliquée sur la cellule de Pockels préalablement réglée comme une lame quart d'onde. Ainsi le cristal stocke de l'énergie sans que la cavité ne puisse produire un effet laser.
- Dans la phase d'amplification, juste après que l'impulsion soit entrée dans la cavité, une tension est appliquée de telle sorte que la cellule de Pockels se comporte comme une lame demi onde ou neutre en simple passage. Ainsi l'impulsion se retrouve piégée le temps que la tension est appliquée aux bornes de la cellule de Pockels.
- Lorsque le gain par passage est inférieur ou égal aux pertes de la cavité, l'impulsion doit être extraite. Ainsi, la tension appliquée tombe à 0 V et la cellule de Pockels se comporte à nouveau comme une lame quart d'onde. L'impulsion est extraite par la réflexion sur le polariseur intracavité et remonte l'axe d'injection jusqu'à l'aiguilleur optique. A la fin de cette étape, un nouveau cycle de stockage peut commencer.

Les différents cycles sont représentés en figure 5.5.

Nous avons rappelé le principe de l'amplificateur régénératif et décrit les différents éléments qui le composent. Les forts gains engendrés par ce type d'amplificateur requièrent en général l'étirement temporel des impulsions injectées afin de réduire considérablement les effets non-linéaires et les risques d'endommagement. En pompage continu, la cadence d'amplification est déterminée par la récurrence d'application des hautes tensions à la cellule de Pockels intracavité qui peut varier de quelques hertz à plusieurs centaines de kilohertz. Dans les matériaux dopés à l'ytterbium, les gains par passage sont généralement faibles et un grand nombre d'allers-retours dans la cavité est souvent nécessaire. Il convient donc de prédire le comportement de l'amplificateur afin de définir au mieux les caractéristiques des faisceaux pompe et signal (taille de faisceau, puissance de pompe, fluence...) pour optimiser les performances délivrées. Ainsi, nous avons développé un modèle numérique basé sur celui proposé par [104] rendant compte de la dynamique d'amplification avec une description impulsion par impulsion. L'étude numérique que nous avons réalisée se focalise sur le dimensionnement d'un amplificateur multi-kilohertz et multi-watts afin de tirer parti au mieux de la puissance de pompe disponible tout en conservant un niveau d'énergie compatible avec les seuils d'endommagement des matériaux utilisés dans la cavité.

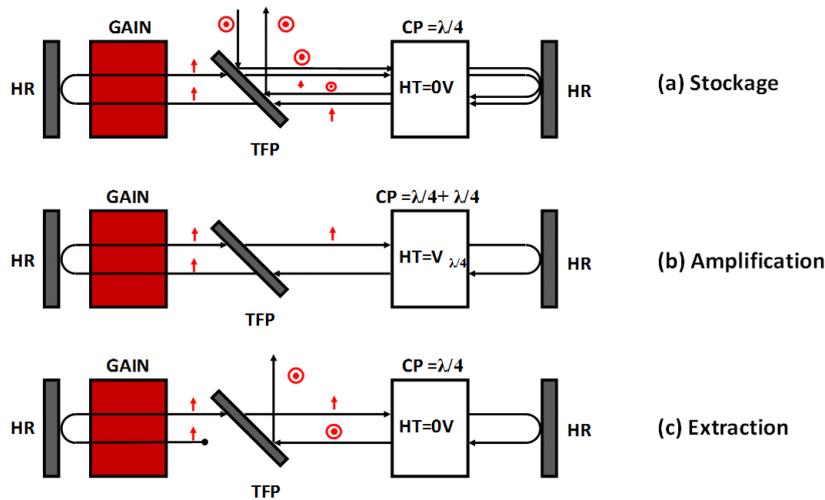


FIGURE 5.5 – Principe de fonctionnement d'un amplificateur régénératif en trois étapes (a) le stockage d'énergie, (b) l'amplification, (c) l'extraction de l'impulsion.

5.3 Conception d'un amplificateur régénératif Yb : CaF₂ à dérive de fréquence en pompage continu

5.3.1 Modélisation de l'amplification et du pompage

5.3.1.1 Dynamique de l'amplification en pompage continu

Dans le chapitre précédent, nous nous sommes intéressés à la modélisation de l'amplification à très haute cadence. Nous avons fait l'hypothèse d'un faisceau signal continu pour des raisons évidentes de simplification. Dans le cas de l'amplification régénérative, même si le pompage est toujours continu, la cadence de l'amplificateur ne permet plus de faire cette simplification. Ainsi, il est plus aisé de traiter le problème par un cycle de stockage suivi d'un cycle d'amplification. De plus, puisqu'il s'agit de l'amplification d'une seule impulsion, l'utilisation du formalisme développé par Frantz-Nodvik dans les matériaux quasi-trois niveaux est bien adapté pour rendre compte de la dynamique d'amplification caractérisant les systèmes régénératifs. Dans notre modélisation de l'amplification régénérative, nous reprenons les notations du tableau 4.1 auxquelles nous ajoutons celles nécessaires à la description de l'amplification impulsionnelle et cadencée (cf. tableau 5.1) :

Le synoptique du modèle développé au cours de ces travaux est présenté sur la figure 5.6.

Plus en détail, notre modélisation de l'amplification dans la cavité régénérative se décompose en quatre étapes :

L'initialisation ($i=0, k=0$) : L'intensité de pompe $I_p(z)$ définie par la puissance P_p et la taille du faisceau w_p est utilisée pour calculer l'inversion de population initiale $n_2(z, i=0, k=0)$ pour chaque tranche de longueur dz du matériau amplificateur de manière analogue à la méthode présentée dans la section 4.3. Pour des raisons de simplification et de temps de calcul, nous ne

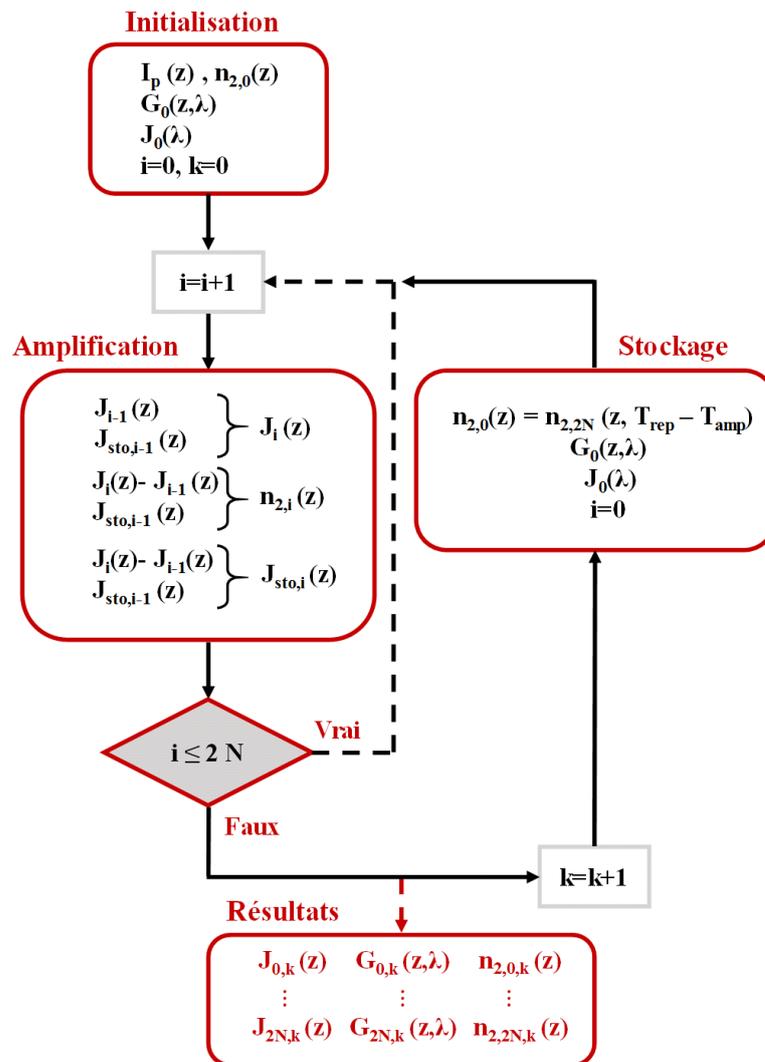


FIGURE 5.6 – Synoptique du calcul numérique de l'amplification dans la cavité régénérative pour un nombre 2N d'aller-retours.

Dénominations	Notations	Unités
Fluence du signal incident	$J_{in}(z, \lambda)$	$J.cm^{-2}$
Fluence du signal amplifié	$J_{out}(z, \lambda)$	$J.cm^{-2}$
Fluence stockée	$J_{sto}(z, \lambda)$	$J.cm^{-2}$
Fluence de saturation	$J_{sat}(\lambda)$	$J.cm^{-2}$
Distribution spectrale normalisée	$\bar{S}(\lambda)$	
Fréquence de répétition	f_{rep}	Hz
Temps du cycle de pompage	τ_p	s
Temps du cycle de l'amplification	τ_{cr}	s
Pas incrémental du nombre d'aller-retours dans la cavité	i	
Nombre de cycle amplification-stockage	k	

TABLE 5.1 – Notations des variables utilisées dans la modélisation

considérons pas la propagation et la dépendance radiale des faisceaux de pompe et signal dans le milieu à gain. Cependant, la saturation de l'absorption est prise en compte. Nous utiliserons alors une inversion de population moyennée sur la tranche dz définie par :

$$n_2(z) = \frac{\int_0^\infty n_2(r, z) \exp\left[-\frac{2r^2}{w_p^2}\right] r dr}{\int_0^\infty \exp\left[-\frac{2r^2}{w_p^2}\right] r dr} \quad (5.1)$$

Et

$$I_{p+}(z) = \frac{\int_0^\infty I_{p+}(r, z) \exp\left[-\frac{2r^2}{w_p^2}\right] r dr}{\int_0^\infty \exp\left[-\frac{2r^2}{w_p^2}\right] r dr} \quad (5.2)$$

La fluence du signal $J_{in}(z, \lambda)$ est donnée par l'expression :

$$J_{in}(z = 0, \lambda) = \frac{\int_0^\infty J_{in}(0, r) \exp\left[-\frac{2r^2}{w_s^2}\right] r dr}{\int_0^\infty \exp\left[-\frac{2r^2}{w_s^2}\right] r dr} \cdot \bar{S}(\lambda) \quad (5.3)$$

Où $J_{in}(0, r) = \frac{2E_{in}(z=0, r)}{\pi w_s^2}$ et $S(\lambda)$ la distribution spectrale normalisée de l'impulsion avec $\int S(\lambda) d\lambda = 1$

L'amplification (i=1 à 2N, k=0) : Une fois la distribution longitudinale de l'inversion de population définie, l'évolution de l'énergie de l'impulsion et de l'inversion de population après i

passages dans le milieu amplificateur, sont décrites par le système d'équations 5.4.

$$\begin{cases} J_{Lout(z,\lambda),i} = J_{sat(\lambda)} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{J_{sto(z,\lambda),i}}{J_{sat(\lambda)}} \right) \left[\exp \left(\frac{J_{Lin(z,\lambda),i-1}}{J_{sat(\lambda)}} - 1 \right) \right] \right] \\ J_{sto(z,\lambda),i+1} = J_{sto(z,\lambda),i} + J_{Lin(z,\lambda),i} - J_{Lout(z,\lambda),i} \\ J_{Lin(z,\lambda),i+1} = R J_{Lout(z,\lambda),i}, R = \exp(-p) \end{cases} \quad (5.4)$$

Où p représente les pertes du système après un aller-retour (pertes spectrales uniformes). Ainsi, ces équations décrivent l'amplification d'une impulsion se propageant au $i^{\text{ème}}$ passage dans le milieu amplificateur. Notons également que nous faisons l'hypothèse d'un temps d'aller-retour de l'impulsion dans le milieu amplificateur très bref aux regards de τ_p , ce qui sous-entend que le pompage du milieu à gain durant la phase d'amplification peut être négligé. Sur la figure 5.7 nous représentons l'évolution de l'énergie de l'impulsion et de l'inversion de population au cours du processus d'amplification dans une cavité comprenant un cristal de 5 mm Yb : CaF₂ dopé à 5% et pompé avec 15 W sur 250 μm de diamètre à la cadence de 100 Hz. Des pertes de 2% par aller-retour dans la cavité régénérative sont ajoutées. L'impulsion est amplifiée jusqu'à ce

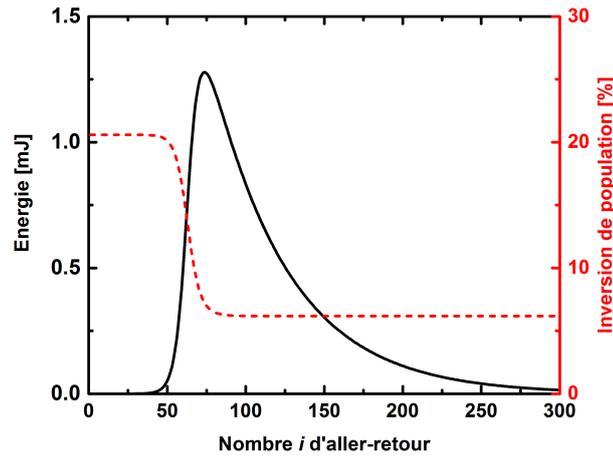


FIGURE 5.7 – Dynamique de construction de l'impulsion en fonction du nombre d'aller-retour dans une cavité amplificatrice. En traits pointillés, l'évolution de l'inversion de population moyenne pour des pertes intracavité de 2 %.

que le gain accessible compense les pertes. Ensuite, si l'impulsion n'est pas extraite, l'énergie de l'impulsion est dissipée par les pertes de la cavité au fur et à mesure que le nombre de passage augmente. L'impulsion la plus énergétique est obtenue lorsque l'impulsion est extraite au point d'inflexion défini par τ_{cr} .

Le cycle de stockage ($i=2N$, $k=1$) : Lors du cycle de stockage de durée τ_p , l'évolution de l'inversion de population est régie par l'expression :

$$n_2(z, \tau_p) = n_{2stat} - (n_{2stat} - n_2(z, t = 0)) \exp \left(-\frac{\tau_p}{\tau_{eff}(z)} \right) \quad (5.5)$$

A basse cadence, le temps de stockage est suffisamment long pour que $n_2(z, \tau_p) = n_{2stat}$. Ainsi les conditions après chaque cycle d'amplification et de pompage sont toujours identiques. Lorsque la cadence est plus élevée, c'est à dire lorsque l'approximation $n_2(z, \tau_p) = n_{2stat}$ n'est pas vérifiée après un cycle de stockage, il est nécessaire de prendre en compte la dépendance temporelle de $n_2(t)$ définie par l'équation 5.5 avec $n_2(z, t = 0)$ l'inversion de population calculée à la fin du cycle d'amplification. Cette valeur dépend de l'énergie extraite par l'impulsion et de l'intensité de pompe via τ_{eff} et n_{2stat} . τ_p dépend également du nombre de passages dans le milieu amplificateur par la relation suivant $\tau_p = 1/frep - \tau_{cr}$. L'inversion de population n'a plus le temps d'atteindre sa valeur à l'état stationnaire. L'inversion de population étant plus faible, le gain disponible l'est également. Cela implique notamment un temps d'amplification τ_{cr} plus long. La figure 5.8 illustre pour une configuration donnée, différentes dynamiques du cycle de stockage (resp. cycle d'amplification) à 100 Hz, 1 kHz et 10 kHz sur un temps normalisé par le temps de pompage (resp. le temps d'amplification).

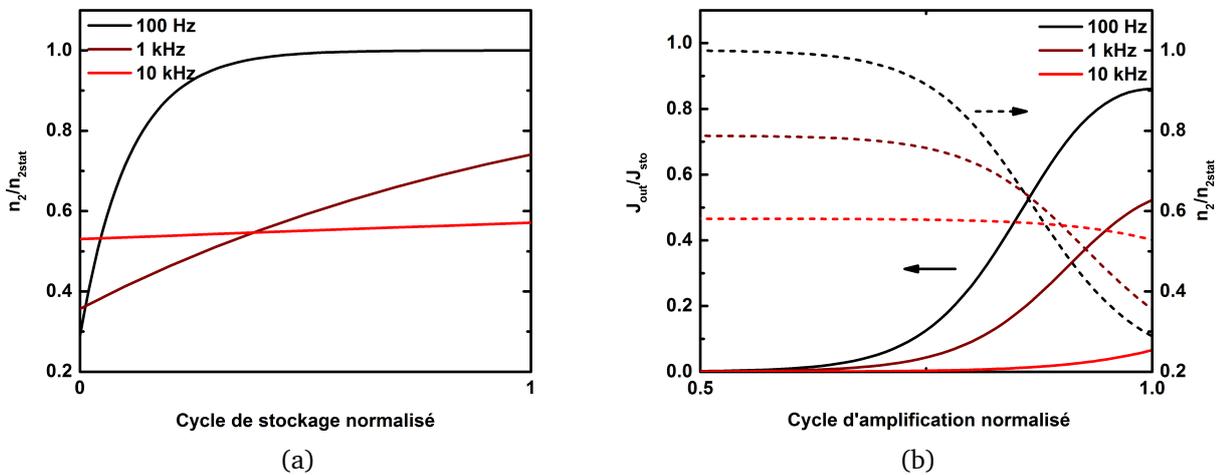


FIGURE 5.8 – Simulation d'un cycle de stockage (a) et d'amplification (b) à la cadence de 100 Hz, 1 kHz et 10 kHz.

Convergence de la solution (k itérations) : A haute cadence, il devient moins trivial de déterminer l'inversion de population du système à cause de l'interdépendance des équations de pompage et d'amplification. Chaque cycle d'amplification dépend alors du précédent. Il convient alors d'utiliser une méthode numérique afin de déterminer après plusieurs itérations k , un régime d'amplification stable pour lequel l'inversion de population au début de pompage et l'énergie extraite de la cavité seront inchangés impulsion après impulsion. La méthode ici utilisée consiste à effectuer plusieurs cycles d'amplification-pompage en partant d'une inversion de population initiale arbitraire. Les conditions initiales entre chaque itération étant égales aux conditions finales précédentes, le système finit par converger vers une solution. La figure 5.9 illustre, pour différentes conditions initiales d'inversion de population à $t = 0$, l'évolution de l'énergie extraite lorsque la cavité fonctionne à 100 Hz, 1 kHz, et 10 kHz. Comme nous pouvons le voir, l'établissement d'un régime stable solution des équations couplées est obtenu après quelques itérations. Ainsi, le résultat obtenu à la 30^{ième} itération est indépendant des conditions

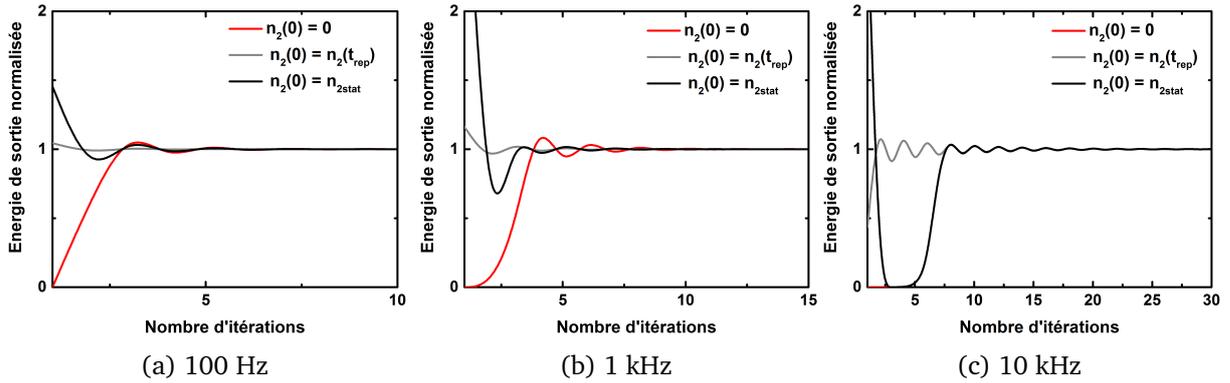


FIGURE 5.9 – Évolution de l'énergie de sortie normalisée en fonction du nombre d'itération k à 100 Hz (a), 1 kHz (b), 10 kHz (c).

d'inversion de population initiales. La méthode utilisée permet d'observer le régime transitoire d'un amplificateur régénératif durant les premiers cycles d'amplification.

5.3.1.2 Régime d'amplification multi-périodique et instabilités

Dans un régime d'amplification stable, il est facile d'admettre que le gain déplété durant la phase d'amplification doit être compensé par la restauration de l'inversion de population durant la phase de stockage. En d'autres termes le gain $g(k)$ doit être le même que $g(k+1)$ de telle sorte qu'impulsion après impulsion, le niveau d'énergie extraite est constant.

En utilisant le formalisme de [50], cette condition peut également s'écrire sous la forme d'une équation transcendante où g_0 est la solution recherchée :

$$1 - (1 - g_0) \exp\left(\frac{\tau_p}{\tau_{flu0}}\right) = g_1 = \frac{g_0 + \epsilon_s}{1 + \frac{\epsilon_s}{g_0} \exp(g_0 \cdot \tau_{amp})} \quad (5.6)$$

Avec τ_p la durée du cycle de pompage, τ_{amp} la durée du cycle d'amplification exprimée en nombre d'aller-retour dans la cavité et ϵ_s désigne l'énergie injectée initialement dans la cavité (grandeur normalisée à l'énergie de saturation de l'amplificateur). La partie gauche de l'équation peut être interprétée comme une loi inverse de la restauration du gain durant la phase de pompage. Le terme à droite de l'équation exprime le gain à la fin de la phase d'amplification g_1 comme une fonction du gain initial. Comme nous pouvons le voir sur les figures 5.10, l'intersection entre ces deux courbes existe et est toujours unique. Cependant cela n'est pas suffisant pour obtenir un régime stable impulsion après impulsion. En effet, dans les conditions de la figure 5.10a, la solution de l'équation 5.6 correspond à un point de fonctionnement attractif. Quel que soit le gain initial lors de la phase d'amplification, le système converge vers le point d'intersection. Dans ce cas-là, le régime d'amplification est stable impulsion après impulsion. À l'inverse, dans les conditions expérimentales de la figure 5.10b, la solution de l'équation 5.6 n'aboutit pas à un régime d'amplification stable.

À des fréquences soutenues ($\tau_p < \tau_{flu0}$), il est fréquent que les équations de pompage et d'amplification ne convergent pas vers une solution unique d'un couple énergie-inversion de population. Dans ce cas, l'inversion de population diffère cycle d'amplification après cycle

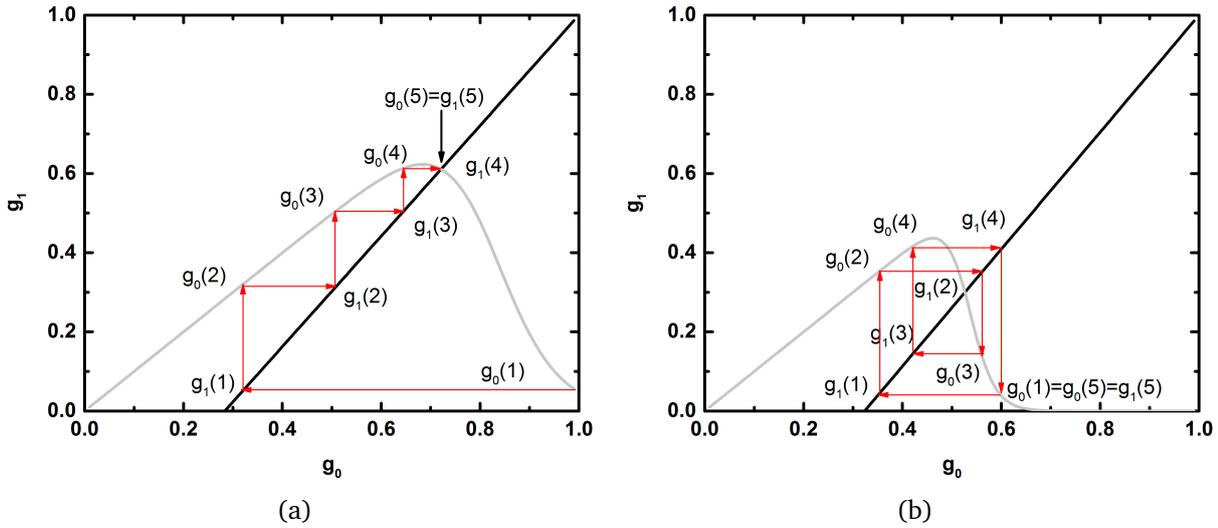


FIGURE 5.10 – Représentation graphique des états transitoires pour l’obtention d’une solution de l’équation 5.6 qui soit stable (a) pour $\epsilon_s = 3.10^{-7}$; $\tau_{amp} = 18$; $\tau_{fluo}/\tau_p = 3$ ou multi-périodique (b) pour $\epsilon_s = 1.10^{-10}$; $\tau_{amp} = 42$; $\tau_{fluo}/\tau_p = 2.56$. [50]

d’amplification mais peut présenter soit une périodicité quant aux valeurs possibles d’inversion de population 5.10b soit être complètement chaotique. En utilisant notre modèle, nous sommes en mesure de simuler pour différentes cadences, l’apparition du régime multi-périodique en fonction du temps de création τ_{cr} . Pour cela, nous considérons un cristal d’Yb : CaF₂ de 5 mm, dopé à 2%, pompé avec 15 W à 980 nm, avec un mode de cavité de 200 μm de diamètre en $1/e^2$ et un mode de pompe de 300 μm (diamètre en $1/e^2$). Les pertes de la cavité sont égales à 3 %, la durée d’un aller-retour dans la cavité est de 10 ns et l’énergie par impulsion injectée est de 1 nJ. La figure 5.11 présente les différents résultats obtenus pour des cadences d’amplification allant de 100 Hz à 10 kHz en s’étant assuré au préalable que le nombre d’itérations pompage-amplification était suffisant pour décrire le fonctionnement au temps infini de fonctionnement ($k = 30$). Chaque point tracé sur les courbes représente l’énergie des impulsions qui sont extraites sur 20 cycles successifs de pompage-amplification. Ces simulations mettent en évidence l’apparition de régimes d’amplification multi-périodique voire chaotique en fonction du taux de récurrence et du temps de création utilisé. Comme nous l’avons déjà souligné, à basse fréquence (100 Hz), l’inversion de population est régénérée après chaque phase d’amplification quel que soit le temps de création utilisé et le niveau d’énergie extraite est stable impulsion après impulsion (Fig. 5.11a). Pour des cadences d’amplification plus élevées, la régénération de l’inversion de population est également possible dès lors que le temps de création est inférieur à 1 microseconde. A un temps d’amplification plus long, nous voyons clairement l’apparition de régimes bi-périodique (cf. 5.11b et 5.11d), quadri-périodique voire chaotique pour la cadence de 4 kHz (cf Figure 5.11c). Pour un temps de création suffisamment important, il peut être possible de retrouver un régime d’amplification stable (par exemple à 1 kHz, $\tau_{cr} > 2\mu\text{s}$) comme cela a été observé expérimentalement dans une cavité régénérative à base de Nd : YVO₄ [49] ou de Yb : YAG thin disk [87]. La cartographie des différents régimes d’amplification (stable, multi-périodique, chaotique) est primordiale pour la conception d’un système amplificateur afin

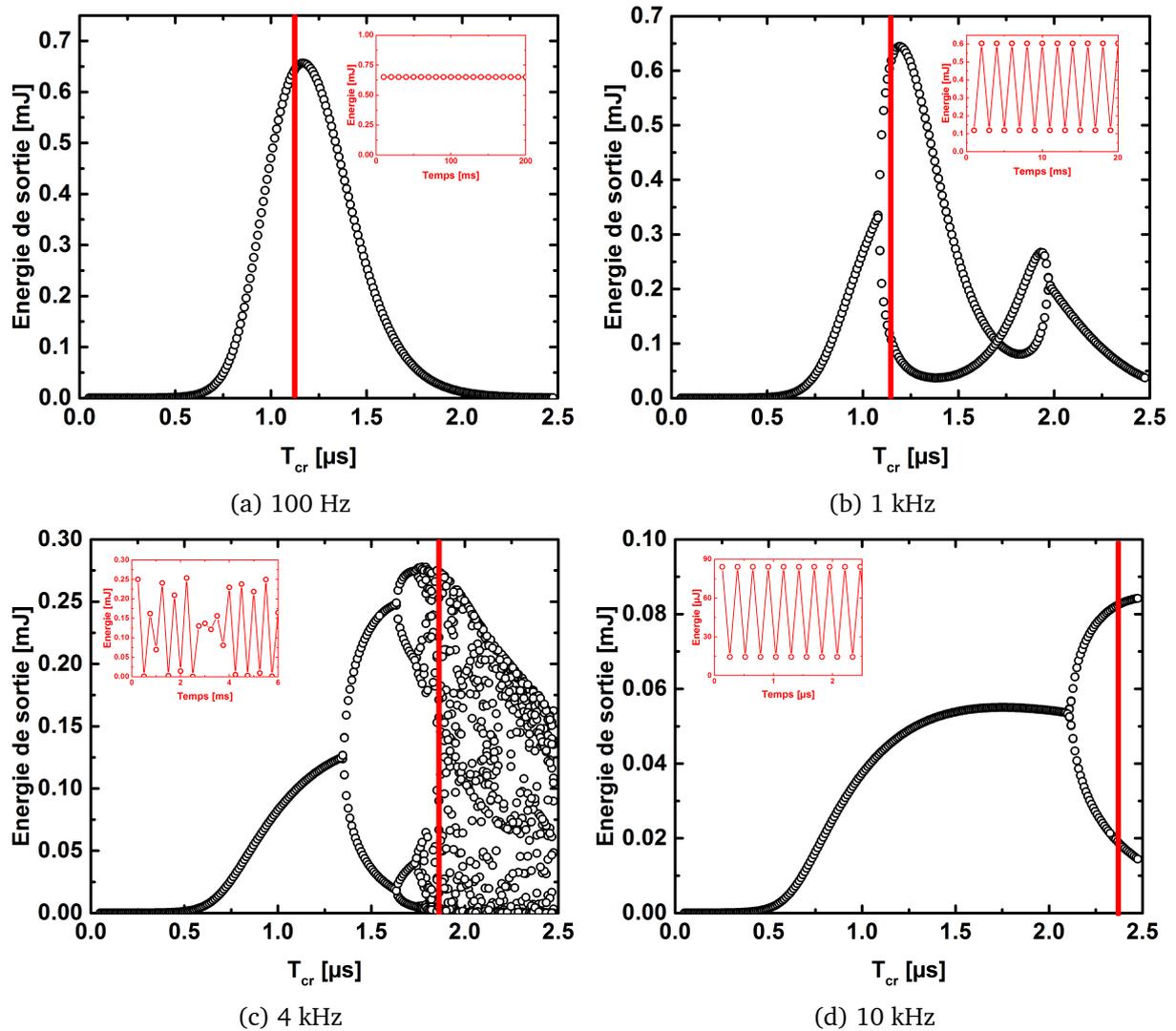


FIGURE 5.11 – Simulation de l'énergie de sortie en fonction du temps de création d'une cavité régénérative à base d'Yb : CaF₂ pour une énergie incidente de 1 nJ et une intensité de pompage de 42 kW.cm⁻². En rouge, les graphiques illustrent l'évolution tir à tir des impulsions amplifiées à un temps de création fixe (1.1 μs à 100 Hz et 1 kHz, 1.8 μs à 4 kHz et 2.3 μs à 10 kHz).

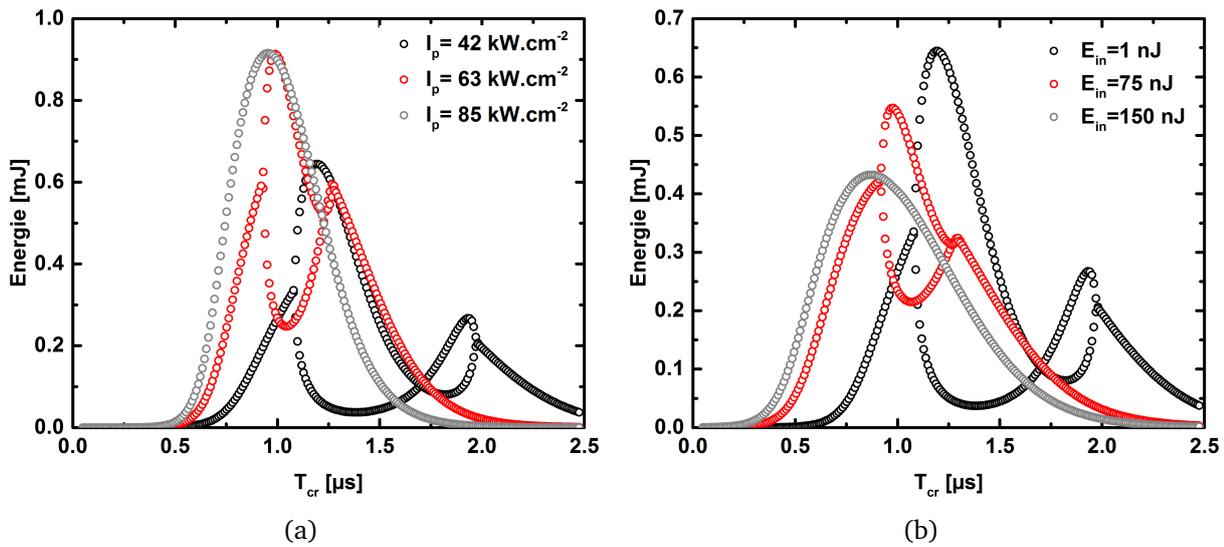


FIGURE 5.12 – Simulation de l'énergie de sortie en fonction du temps de création à 1 kHz d'une cavité régénérative Yb : CaF₂ (a) pour différentes intensités de pompe et pour une énergie injectée dans la cavité de 1 nJ , (b) pour différents niveaux d'énergie injectée dans la cavité à une intensité de pompage de 42 kW.cm⁻².

d'éviter les endommagements et optimiser les performances du système dans un régime stable d'amplification.

L'apparition des instabilités étant liée à la dynamique du gain de l'amplificateur, plusieurs paramètres peuvent réduire ou décaler leur seuil d'apparition. Ainsi plus l'intensité de pompe sera grande, plus le renouvellement de l'inversion de population après la phase d'amplification sera rapide et permettra d'accroître la fréquence à partir de laquelle les régimes d'amplification multi-périodiques apparaissent. En faisant varier l'intensité de pompe incidente tout en conservant les paramètres de simulation précédemment utilisés, nous illustrons ce phénomène par la figure 5.12a. Pour concilier à la fois la stabilité et l'énergie en sortie, l'utilisation d'un pompage forte brillance semble dans ce cas, parfaitement adéquat.

Un autre moyen de repousser l'apparition du régime d'amplification multi-périodique lorsque les paramètres laser de l'amplificateur sont fixés, consiste à réduire le temps d'amplification τ_{cr} par l'injection d'un signal de plus forte énergie. A forte énergie injectée, le point d'inflexion est obtenu pour un temps de création plus court et empêche l'apparition d'un régime d'amplification multi périodique. La figure 5.12b montre l'influence de l'énergie injectée dans une cavité régénérative Yb : CaF₂ fonctionnant à 1 kHz avec les paramètres précédemment utilisés.

Les relations couplées de pompage et d'amplification induisent une dynamique complexe de l'inversion de population qu'il faut prendre en considération pour concevoir un amplificateur régénératif à haute cadence. Il s'avère que le pompage forte brillance, par la forte inversion de population au sein du milieu amplificateur qu'il génère, est bien adapté à l'amplification énergétique haute cadence.

Outre l'aspect énergétique, la bande spectrale des impulsions amplifiées dépend également de la dynamique des phases d'amplification et de pompage au travers des taux d'inversion de population réalisés dans l'Yb : CaF₂ [107]. La brièveté des impulsions produites étant le

point crucial de ces travaux, il est indispensable de s'intéresser maintenant à la dynamique d'amplification spectrale afin de concevoir un système délivrant des impulsions énergétiques et brèves.

5.3.1.3 Dynamique de modulation spectrale par le gain dans l'Yb : CaF₂

Dans un amplificateur de type régénératif, le gain total est très important et entraîne une réduction de la bande spectrale de l'impulsion injectée. En utilisant le programme développé pour calculer sur chaque tranche dz, l'inversion de population dans le cristal après chaque passage *i* de l'impulsion dans la cavité, l'évolution du spectre amplifié peut être calculée en fonction du temps de création. Les figures 5.13a et 5.13b illustrent respectivement la variation du gain spectral de l'Yb : CaF₂ et du spectre de l'impulsion amplifiée au cours des allers-retours dans la cavité régénérative pour un fonctionnement à 1 kHz avec un cristal Yb : CaF₂ dopé à 2% de longueur 15 mm, une intensité de pompage de 86 kW.cm⁻², une énergie injectée de 1 nJ ayant un spectre gaussien de 20 nm (FWHM) et un nombre d'allers-retours dans la cavité de 80. Au fur et à mesure du nombre d'allers-retour et du gain total réalisé dans la cavité, le spectre

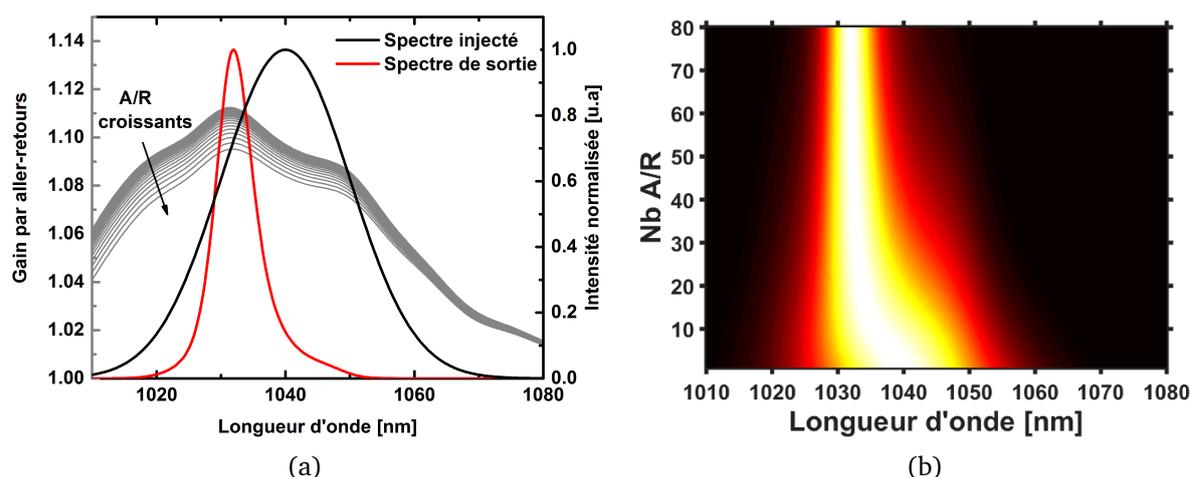


FIGURE 5.13 – Évolution du gain spectral dans le cristal Yb : CaF₂ et de la bande spectrale de l'impulsion injectée pour une cadence de 1 kHz et un nombre d'allers-retours dans la cavité de 80. (a) Évolution du gain spectral de l'Yb : CaF₂ au cours des 80 allers-retours associant les spectres injectés et amplifiés. (b) Évolution du spectre de l'impulsion injectée au cours des allers-retours dans la cavité pour 80 passages.

initial de l'impulsion injectée de 20 nm se décale vers 1030 nm et s'affine pour atteindre la valeur de 6 nm après 80 allers-retours (cf. figure 5.13a). Ceci est une conséquence d'un taux d'inversion de population au début de la phase d'amplification élevé qui privilégie l'amplification des composantes spectrales de courtes longueurs d'onde au détriment des grandes longueurs d'onde. Lorsque le nombre d'allers-retours dans la cavité est plus élevé et que l'énergie extraite est plus importante, l'inversion de population au début de la phase d'amplification est plus faible. Cette situation permet l'obtention d'un gain spectral effectif de l'Yb : CaF₂ moins structuré et plus large aboutissant à un rétrécissement spectral de l'impulsion injectée clairement moins prononcé

que la situation décrite précédemment. Ce comportement existe également lorsque la fréquence d'amplification est modifiée. Les figures 5.14 illustrent la variation du spectre de sortie pour une cavité régénérative Yb : CaF₂ fonctionnant à 10 kHz pour différents temps de création τ_{cr} . Nous observons que la longueur d'onde centrale ainsi que la largeur spectrale des impulsions amplifiées changent de manière drastique avec le nombre d'allers-retours dans la cavité.

Un point de fonctionnement particulier attire notre attention. Il s'agit du temps de création où le spectre en sortie est le plus large (cf. figures 5.14c et 5.14d). Pour ce temps de création ($\tau_{cr} = 520$ ns), le spectre amplifié présente une forme en "dos de chameau" avoisinant une quinzaine de nanomètres de largeur à mi-hauteur. Cette particularité de l'Yb : CaF₂ a déjà été mise en évidence à plus basse cadence (500 Hz) durant les travaux de thèse de Sandrine Ricaud [106] mais n'a jamais été observée jusqu'à présent à des cadences de répétition multi-kHz. Pour obtenir les impulsions amplifiées les plus courtes possibles, il est primordial de minimiser le rétrécissement spectral par le gain et d'appréhender le comportement dynamique des taux d'inversion de population durant les étapes d'amplification et de pompage. La prédiction et l'obtention d'un point de fonctionnement maximisant la bande spectrale amplifiée et la puissance extraite requiert une modélisation des dynamiques de l'inversion de population mises en jeu pour concevoir un amplificateur régénératif haute cadence (dizaine de kHz) délivrant des impulsions brèves.

5.3.2 Conception d'une cavité régénérative Yb : CaF₂ en pompage à haute brillance

Nous l'avons vu au cours des chapitres précédents, le pompage à haute brillance est particulièrement bien adapté pour l'amplification à haute cadence où la taille des faisceaux pompe et signal est réduite à quelques dizaines de microns afin de conserver une intensité importante le long du milieu amplificateur. Dans le cas d'un amplificateur régénératif, la taille du faisceau signal dans le milieu amplificateur définit la valeur maximale d'énergie que l'on peut extraire sous peine d'endommager le cristal Yb : CaF₂. Même si cette contrainte liée à la fluence dans le cristal tend à réduire significativement l'intensité de pompage, l'excellente qualité spatiale ($M^2 \sim 1$) d'une source laser fibrée offre la possibilité d'utiliser de longs cristaux Yb : CaF₂ modérément dopés. Par comparaison avec les systèmes régénératifs Yb : CaF₂ déjà démontrés, l'allongement du cristal augmente le volume du cristal chauffé et la surface d'échange de la monture refroidie, réduit la densité de chaleur et permet une légère amélioration de la conductivité du cristal du fait d'un plus faible dopage [101]. Ainsi dans une géométrie de cristal longue et modérément dopé, les effets thermiques (lentille et biréfringence) s'en trouvent réduits ainsi que la température du cristal impactant directement le niveau d'absorption résiduelle à la longueur d'onde signal. Au vu de la puissance de pompe disponible (27 W) et compte tenu du seuil de dommage de l'Yb : CaF₂, la taille du mode de cavité devra être voisine de 250 μm pour permettre l'amplification des impulsions jusqu'au millijoule. La conception de la cavité régénérative s'effectuera pour un taux de cadence de 10 kHz et devra permettre une amplification efficace sans aucune modification de la cavité ou du pompage pour des cadences allant de quelques kHz à quelques dizaines de kHz.

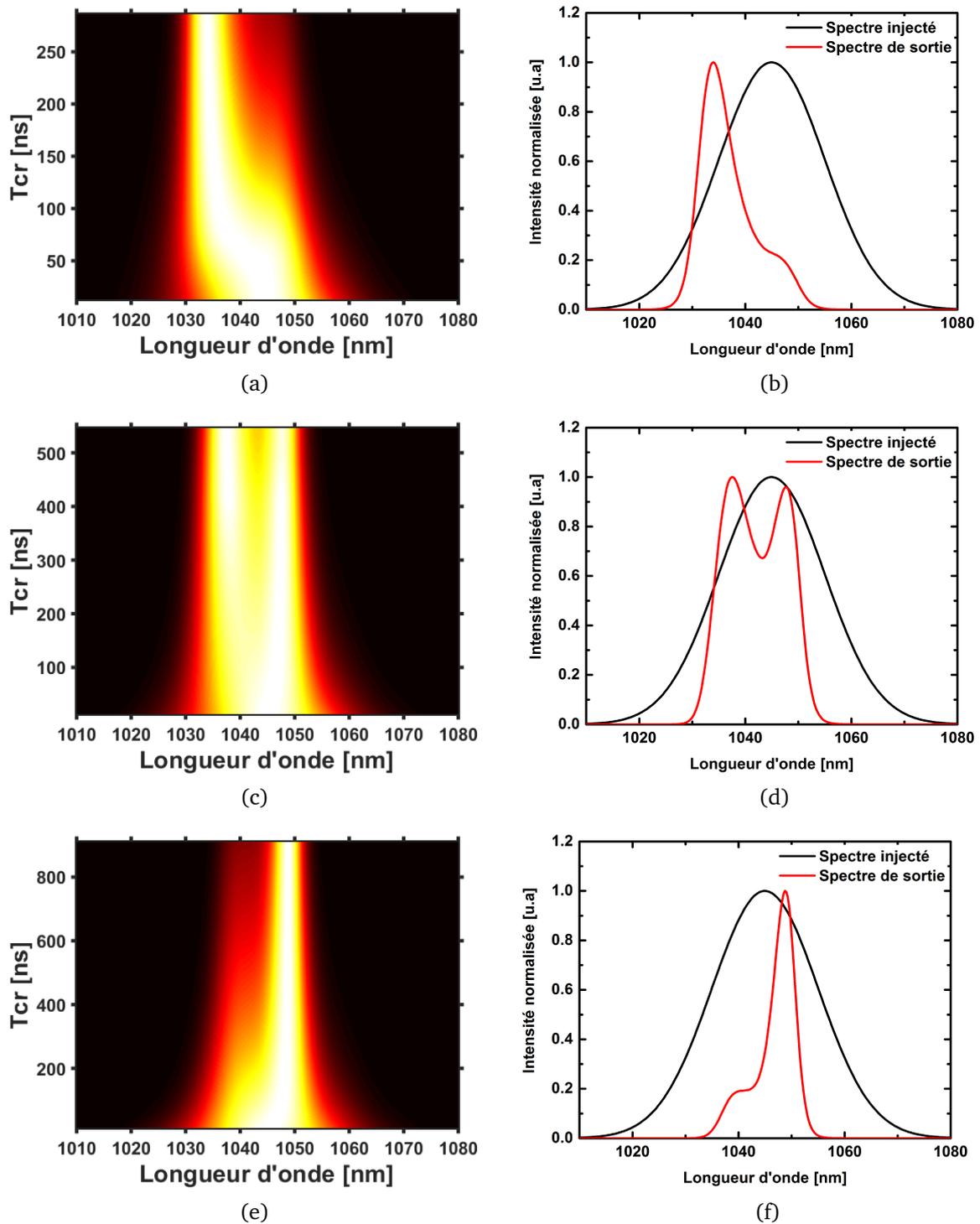


FIGURE 5.14 – Évolution spectrales de la cavité régénérative fonctionnant à 10 kHz en fonction du temps de création. (a) (c) (e) Évolutions du spectre amplifié pour 30, 55, 85 aller-retours dans la cavité. (b) (d) (f) Spectres amplifiés après 30, 55, 85 allers-retours.

5.3.2.1 Influence de la longueur et du dopage du cristal d'Yb : CaF₂

La taille du mode de cavité étant définie, nous fixons un recouvrement entre le mode de pompe et le mode laser à 90 % afin de réduire la distorsion du front d'onde apporté par le gradient radial de température. Pour un mode de pompe de 280 μm l'intensité de pompe disponible s'élève alors à 86 kW.cm^{-2} (distribution gaussienne). La longueur de Rayleigh qui y est associée vaut 5.7 cm ($M^2 = 1.1$) et est suffisamment grande par rapport à la longueur du cristal pour que nous puissions négliger la divergence des faisceaux pompe et signal dans la suite de notre étude.

Le paramètre clef de notre conception réside dans le choix de la longueur et du dopage en ions ytterbium du cristal Yb : CaF₂. D'un côté, il est possible d'accéder à une large bande spectrale d'amplification sous peu que les conditions d'inversion de population soient favorables. D'un autre côté, il est primordial d'être proche du point d'inflexion de l'amplification régénérative sans atteindre les conditions du régime multi-périodique. Nous avons donc deux phénomènes qui nécessitent une modélisation fine de l'amplification afin d'obtenir des impulsions à large spectre dont l'énergie est stable tir après tir. En utilisant le modèle précédemment décrit, nous avons étudié les performances d'un amplificateur régénératif Yb : CaF₂ en fonction de la longueur du cristal lorsque celui-ci est dopé à 2% en ions ytterbium. Les paramètres des simulations réalisées sont résumés dans le tableau 5.2.

Paramètres de simulation	Valeurs
Diamètre du faisceau de pompe w_{0P} (en $1/e^2$)	280 μm
Diamètre du mode laser w_{0L} (en $1/e^2$)	250 μm
Puissance de pompe	27 W
Dopage du cristal	2 %
Énergie injectée	500 pJ
Longueur d'onde de la pompe λ_P	976 nm
Longueur d'onde centrale injectée λ_L	1045 nm
Largeur spectrale injectée $\Delta\lambda_L$	20 nm
Pertes de la cavité	3 %
Longueur de la cavité	1.5 m
Fréquence de répétition	10 kHz

TABLE 5.2 – Paramètres utilisés pour la simulation d'une cavité régénérative à base d'Yb : CaF₂.

Les résultats de la simulation sont présentés sur la figure 5.15. Pour différentes longueurs de cristal Yb : CaF₂, nous avons tracé l'évolution de la puissance maximale extractible (en rouge) à 10 kHz avant l'apparition du régime multi-périodique (partie hachurée). Il apparait qu'une puissance maximale de 6.2 W peut être obtenue dès lors que les cristaux sont plus longs que 15 mm. Cependant lorsque la longueur du cristal est inférieure à 21 mm, la largeur spectrale des impulsions amplifiées n'est pas très importante puisqu'elle avoisine 6 nm (FWHM) à la longueur d'onde centrale de 1032 nm (courbe rouge des spectres présentés en médaillon de la figure 5.15). Cela correspond à une situation où l'inversion de population moyenne est importante (intégration le long du cristal). Pour des cristaux de 21 mm de long, il est possible de trouver un point de

fonctionnement idéal maximisant la puissance délivrée et la bande spectrale amplifiée (points en noir). Dans ce cas-là, le spectre en sortie avoisine 15 nm (FWHM). Enfin, lorsque le cristal est trop long ou le temps d'amplification est trop important, l'inversion de population moyenne est plus faible que la situation précédente et le spectre amplifié se raidit autour de la longueur d'onde de 1049 nm (spectre bleu) avec une largeur à mi-hauteur de 4-5 nm.

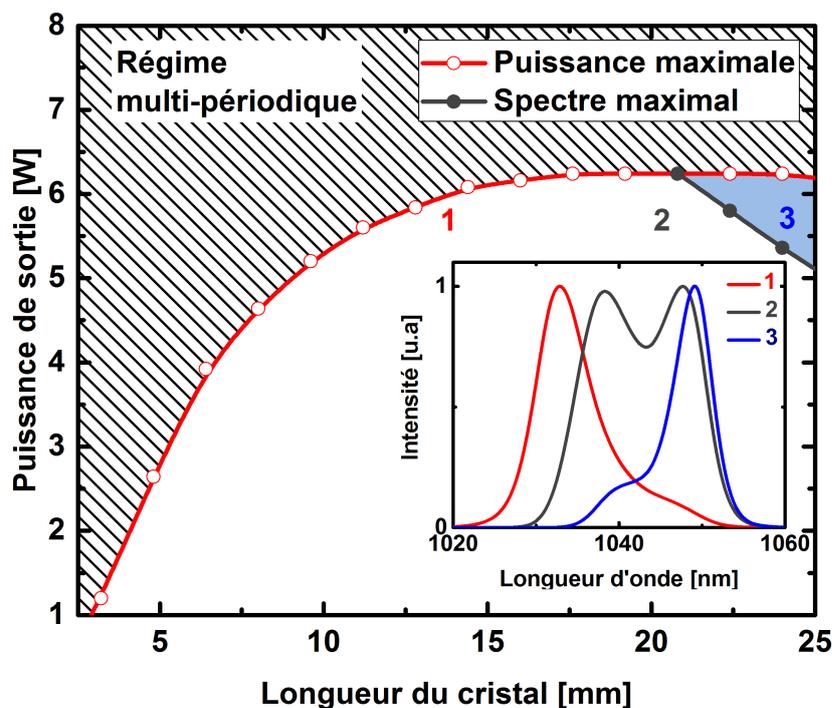


FIGURE 5.15 – En rouge : Évolution de la puissance extraite de la cavité régénérative fonctionnant à 10 kHz en fonction de la longueur du cristal d'Yb : CaF₂ dopé à 2 %. En noir : Point de fonctionnement avec le spectre le plus large. Encadré : Spectres associés aux différents points de fonctionnement.

La simulation nous indique donc que pour les tailles de faisceaux considérées dans le cristal Yb : CaF₂ et pour un fonctionnement à 10 kHz, il est préférable d'utiliser des cristaux dopés à 2% dont la longueur est proche de 21 mm. Cette longueur optimale peut, bien entendu, être réduite par l'augmentation du dopage si les taux d'inversion de population sont conservés. Ces conditions particulières d'inversion de population étant accessibles par le biais de notre simulation, nous en présentons ici une illustration. Pour une longueur de cristal optimale de 21 mm et lorsque le spectre amplifié est de 15 nm (FWHM), nous avons tracé l'évolution longitudinale de l'inversion de population (cf. figure 5.16a). La courbe en noir correspond à l'inversion de population sans amplification et les courbes grises et rouges représentent respectivement l'inversion de population avant et après un cycle d'amplification. Concernant la dynamique temporelle de l'inversion de population au cours de l'amplification dans la cavité régénérative, la figure 5.16b illustre l'inversion de population moyennée sur la longueur du cristal en fonction du nombre d'allers-retours dans le milieu amplificateur. Elle avoisine 13% au début de la phase d'amplification et décroît à 12% après l'extraction de l'impulsion amplifiée. Comme dans tous les systèmes laser

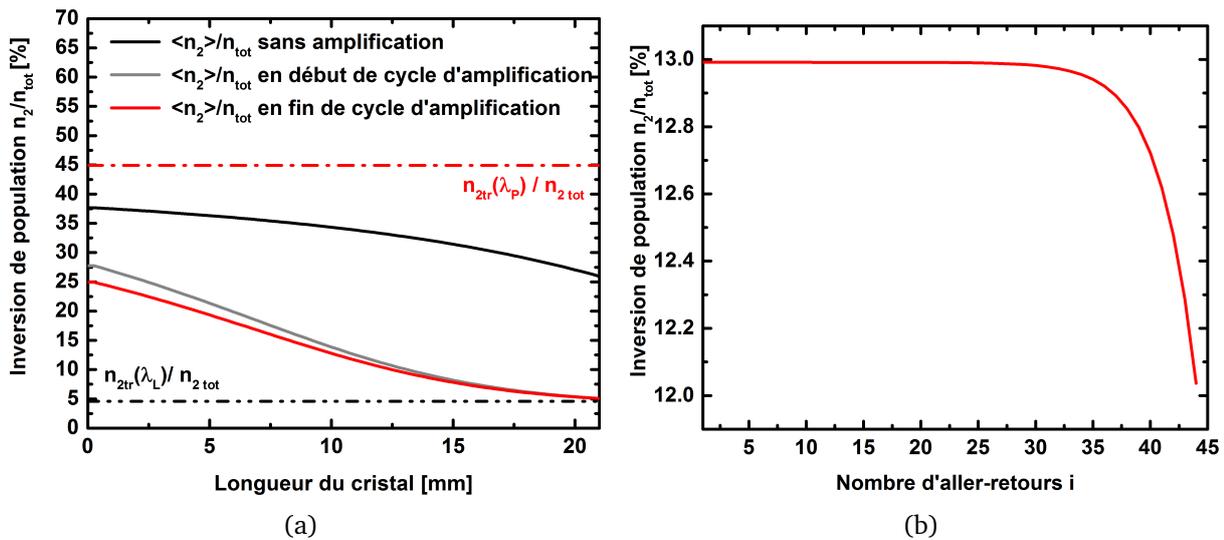


FIGURE 5.16 – Cartographie longitudinale et dynamique temporelle de l'inversion de population dans le cristal Yb : CaF₂ : (a) inversion de population sans amplification (courbe noire), en début de cycle d'amplification (courbe grise), en fin de cycle d'amplification (courbe rouge) ; (b) inversion de population moyennée longitudinalement en fonction du nombre d'allers-retours.

pompés continûment, une large partie du pompage sert à maintenir une inversion de population importante en compensant la perte par fluorescence. Cette perte est un peu plus élevée pour l'obtention d'un spectre amplifié large puisque l'inversion de population moyenne dans le cristal doit être proche de la dizaine de pourcents.

5.3.2.2 Influence de la cadence de fonctionnement

En choisissant un cristal Yb : CaF₂ de 21 mm dopé à 2 % en ions ytterbium, nous allons maintenant étudier le comportement de notre cavité régénérative en fonction de la cadence en considérant à chaque fois deux régimes : le point de fonctionnement où la puissance extraite est la plus importante et le point de fonctionnement où le spectre de l'impulsion amplifiée est le plus large possible. Ainsi, lorsque l'on trace l'évolution de la puissance en fonction de la cadence pour les deux régimes d'amplification considérés, nous obtenons les courbes représentées en figure 5.17.

De cette simulation, plusieurs observations peuvent être faites. Tout d'abord concernant la puissance moyenne en sortie d'amplificateur, nous observons une augmentation jusqu'à une valeur maximale de 7.5 W atteinte pour des cadences avoisinantes 20 kHz. C'est à partir de cette cadence que le régime multi-périodique (zone hachurée) apparait pour des temps de création plus long que celui nécessaire à l'obtention d'une impulsion d'énergie optimale. La puissance moyenne maximale baisse ensuite ($f_{rep} > 20kHz$) au fur et à mesure que la cadence croit dû au fait que le temps d'amplification se raccourcit. Cela n'est pas vrai lorsque l'on considère le point de fonctionnement où le spectre est maximal. En effet, pour des cadences supérieures à 10 kHz, la puissance est invariante avec le taux de répétition et correspond à des temps d'amplification identiques quelle que soit la fréquence. Pour des cadences comprises entre 10 kHz et 5 kHz, les

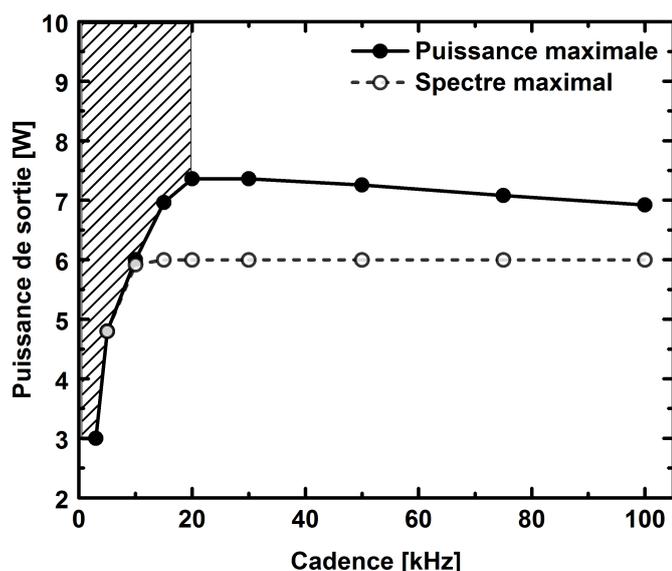


FIGURE 5.17 – Simulation de la puissance en sortie d'une cavité régénérative en fonction de la cadence avec un cristal d'Yb : CaF₂ de 21 mm dopé à 2%.

deux points de fonctionnement puissance et bande spectrale maximales sont confondus. Enfin à 3 kHz, l'instabilité d'amplification n'est pas compatible avec l'obtention d'un spectre large.

5.3.2.3 Influence du spectre de l'impulsion injectée

Le temps de création exerçant une influence importante sur les caractéristiques spectrales de notre système, il est également pertinent d'étudier l'influence des conditions d'injection dans la cavité régénérative. Dans les simulations précédentes, un spectre d'entrée gaussien centré à 1045 nm et de largeur à mi-hauteur de 20 nm a été utilisé. Nous nous sommes intéressés ici à l'influence de la longueur d'onde centrale de l'impulsion injectée sur les performances de notre amplificateur pour différentes cadences de répétition. Les courbes représentées sur les figures 5.18 illustrent les résultats obtenus.

Nous remarquons, au travers de ces simulations que l'influence de la longueur d'onde de l'injecteur est différente suivant la cadence. En effet, pour des cadences autour de 5 kHz, il sera préférable d'injecter un spectre centré à 1045 nm pour maximiser l'énergie au point de fonctionnement où le spectre est le plus large alors qu'à 30 kHz, un spectre injecté à 1030 nm sera plus optimal. Ceci s'explique par le fait que l'inversion de population moyenne pour ces cadences respectives n'est pas identique et est plus faible lorsque la cadence augmente. A haute cadence, les grandes longueurs d'onde sont alors favorisées par la forme du gain de l'Yb : CaF₂. Pour un même spectre en sortie, un spectre injecté à 1030 nm permet par comparaison avec une injection à 1045 nm d'augmenter légèrement le temps d'amplification et donc la puissance délivrée par la cavité régénérative.

En nous appuyant sur un modèle numérique tenant compte des différentes dynamiques spectrales et temporelles de l'amplification, nous avons pu mettre en évidence les difficultés inhérentes à la conception d'une cavité régénérative Yb : CaF₂ pompée continûment. L'optimisation

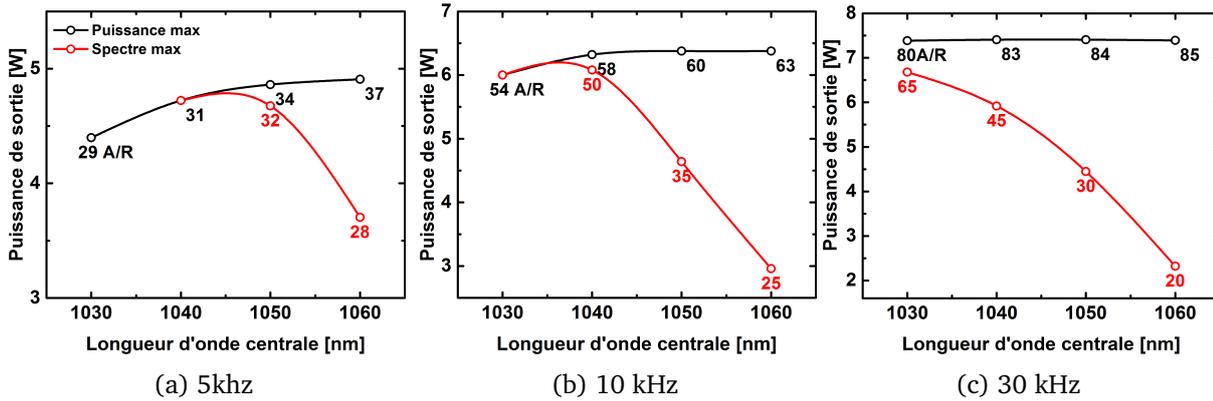


FIGURE 5.18 – Puissance de sortie en fonction de la longueur d’onde centrale du spectre injecté pour (a) 5kHz, (b) 10 kHz, (c) 30 kHz. En noir sont représentés les points où la puissance est maximale, en rouge, les points où le spectre est optimal avec le nombre d’allers-retours respectifs.

du rendement de la cavité se heurte à l’apparition de régimes d’amplifications instables et n’est pas toujours en bonne adéquation avec les conditions requises pour l’obtention d’une large bande spectrale d’amplification du cristal Yb : CaF₂. Cependant, nous avons pu montrer que quelle que soit la cadence de fonctionnement choisie entre 5 kHz et 100 kHz, il est toujours possible, dans une configuration de pompage à haute brillance permettant l’utilisation de longs cristaux modérément dopé, d’obtenir un large spectre amplifié (> 15 nm) sans sacrifier le rendement de l’amplificateur régénératif. Ces simulations nous ont également permis de déterminer une plage de paramètres importants que sont la longueur et le dopage du cristal, l’intensité de pompe et le nombre d’allers-retours dans la cavité. Ce dernier paramètre nous sera très utile pour concevoir le meilleur couple étireur-compresseur permettant une recompression optimale des impulsions amplifiées.

5.3.3 Conception de l’étirement et de la compression

Les trois étapes de l’amplification à dérive de fréquence sont l’étirement, l’amplification et finalement la compression des impulsions amplifiées. D’un point de vue spectral, cela revient à opérer des modifications de la phase de l’impulsion femtoseconde. La condition d’une bonne compression est donnée par la relation 5.7 qui impose que la somme des différents éléments dispersifs constituant le système CPA soit une fonction linéaire de la pulsation.

$$\beta_{\text{étireur}}(\omega) + \beta_{\text{matériaux}}(\omega) + \beta_{\text{compresseur}}(\omega) = \text{fonction linéaire} \quad (5.7)$$

Cette relation se rapproche de la condition d’accord de phase nécessaire à la conversion de fréquence dans les cristaux non linéaires. La conception de l’étireur et du compresseur d’un amplificateur basé sur le principe de la dérive de fréquence va donc devoir être réalisée avec précaution afin d’optimiser cette condition d’accord de phase spectrale. Nous allons ici détailler, étape par étape, le raisonnement mené pour optimiser la compression des impulsions amplifiées.

5.3.3.1 Le compresseur

Il peut être surprenant de commencer la conception par l'élément final du système à savoir le compresseur. Cela s'explique par le fait que nous disposions au laboratoire avant même le début de mes travaux d'une paire de réseaux adaptés à la longueur d'onde et aux fluences de travail. Nous avons donc fait le choix d'utiliser ces réseaux et d'adapter la conception de l'étireur pour bénéficier au mieux de l'excellente transmission de ce compresseur.

Nous rappelons que pour un réseau de diffraction en réflexion possédant une densité de N traits par millimètre et travaillant à l'ordre $p = 1$, l'impulsion lumineuse d'incidence θ_i et de longueur d'onde λ_l se réfracte avec un angle θ_r suivant la loi de dispersion :

$$\sin(\theta_i) + \sin(\theta_r) = p.N\lambda_l \quad (5.8)$$

Le déphasage introduit dépend alors des réglages du compresseur à réseaux. La différence de chemin optique entre les composantes spectrales de l'impulsion est caractérisée par un déphasage $\beta_{compresseur}$ donné par :

$$\beta_{compresseur}(\omega) = \frac{\omega}{c} G \cos(\theta_r) \quad (5.9)$$

Où G est la distance projetée suivant la normale au plan des réseaux. Nous préférons en pratique utiliser Z_c qui est l'écartement des réseaux suivant l'angle de réfraction θ_{r0} à la longueur d'onde centrale λ_0 défini par $G = Z_c \cos \theta_{r0}$. Nous avons représenté sur la figure 5.19 la signification des différentes notions utilisées.

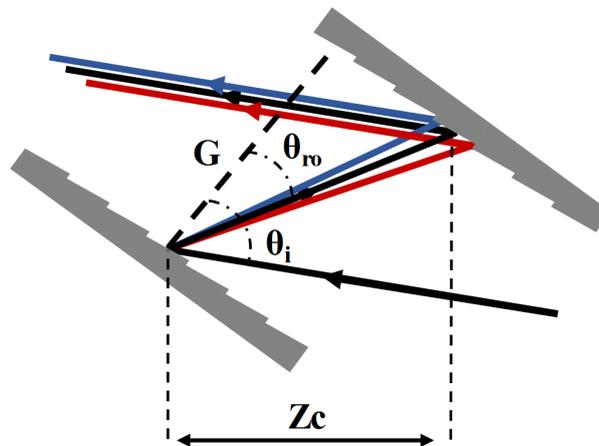


FIGURE 5.19 – Schéma d'une ligne à dispersion négative (compresseur) avec les notations utilisées.

Dans nos expériences, le compresseur est constitué d'une paire de réseaux diélectriques fabriqués par *Plymouth Grating Laboratory* (PGL) placés en configuration de Treacy. Le nombre de traits par millimètre des réseaux est de 1760 et la fluence maximale avant l'endommagement s'élève à $1 J.cm^{-2}$. Afin de maximiser la transmission du compresseur, nous avons cartographié, à l'aide d'un laser monochromatique accordable de 1020 à 1060 nm, l'efficacité de diffraction à l'ordre 1 des réseaux en fonction de l'angle d'incidence pour chacun des deux réseaux. Les cartographies mesurées sont présentées en figure 5.20.

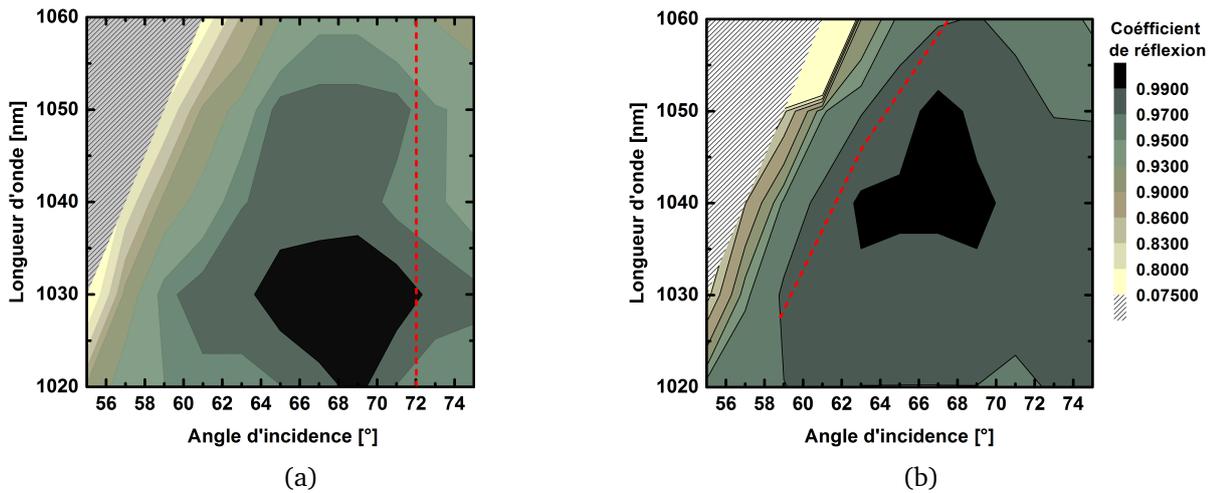


FIGURE 5.20 – Carte d’efficacité de diffraction de l’ordre 1 des réseaux PGL utilisés en fonction de l’angle d’incidence et de la longueur d’onde. La figure (a) présente l’efficacité du premier réseau constituant le compresseur et la figure (b) le second réseau. Les pointillés rouges indiquent les angles d’incidence utilisés en fonction de la longueur d’onde du spectre de l’impulsion comprise entre 1030 et 1060 nm.

Les réseaux présentent une bonne efficacité de diffraction à l’ordre 1 avec plus de 95% pour des angles d’incidence compris entre 62 et 72 degrés à 1035 nm. En revanche, la bande spectrale sur laquelle de telles efficacités sont obtenues est relativement étroite et dépend sensiblement de l’angle d’incidence. Pour un réseau dont la densité de traits s’élève à 1760 tr/mm, l’angle de Lithrow est égal à 66.87° pour la longueur d’onde centrale de 1045 nm. C’est pour cet angle que la réflexion à l’ordre 1 est optimale mais n’est jamais utilisé pour des réseaux en réflexion du fait de la superposition des faisceaux incident et réfracté.

Concernant le facteur d’étirement temporel et l’écartement entre les deux réseaux du compresseur, nous avons calculé l’intégrale \mathfrak{B} accumulée dans la cavité régénérative pour les différentes cadences envisagées. Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.21, un étirement temporel de 400 ps sur une bande spectrale de 20 nm (FWHM) semble amplement suffisant pour garantir une intégrale \mathfrak{B} inférieure à 0.5 rad quelle que soit la cadence et le nombre d’allers-retours associés. Même dans une situation de fort rétrécissement spectral (largeur spectrale des impulsions amplifiées de 5 nm), l’intégrale \mathfrak{B} cumulée restera proche d’une valeur unitaire.

En considérant une fenêtre spectrale de 30 nm et un diamètre de faisceau de 5 mm ($1/e^2$), la configuration qui optimise la transmission du compresseur tout en étant compatible avec l’encombrement géométrique lié à la taille des deux réseaux et du dièdre de renvoi est obtenue pour un angle d’incidence sur le premier réseau de $\theta_i = 72^\circ$. La figure 5.20 présente (pointillés rouge) les angles d’incidences respectifs sur les deux réseaux du compresseur et nous permet d’estimer une transmission globale après un aller-retour dans le compresseur de 90% pour un spectre s’étalant de 1030 à 1060 nm. A l’angle d’incidence de 72° , l’étirement temporel d’une impulsion de 100 fs à 400 ps dont la longueur d’onde centrale est de 1045 nm nécessite une distance inter-réseaux de 240 mm et introduit une dispersion d’ordre 2 de $1.4 \cdot 10^7 \text{ fs}^2 \cdot \text{rad}^{-1}$.

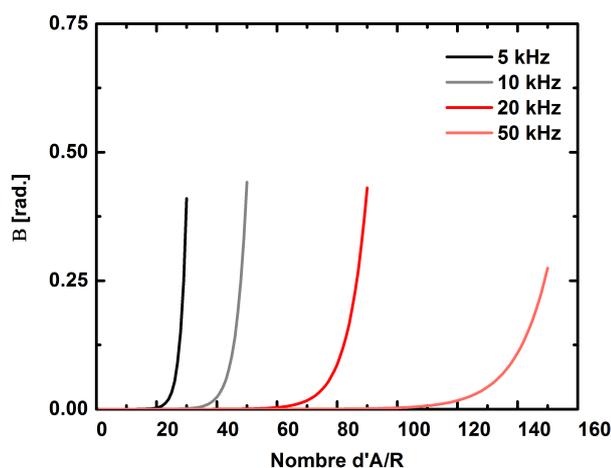


FIGURE 5.21 – Évolution de l'intégrale B au cours de l'amplification dans la cavité amplificatrice à différentes cadences.

5.3.3.2 L'étireur à triplet de Öffner

La dispersion introduite par le dispositif d'étirement d'impulsions doit être de signe opposé à celle du compresseur. Un système d'imagerie de grandissement -1 est implémenté. L'afocal peut être réalisé avec des optiques en transmission ou en réflexion. Plusieurs configurations existent mais toutes ne sont pas équivalentes. En effet, un critère important consiste à estimer les aberrations optiques (sphériques et chromatiques) introduites par le système d'imagerie. Ceci est d'autant plus important que le spectre des impulsions amplifiées est large et que le facteur d'étirement est grand. Les études concernant les aberrations introduites dans diverses configurations d'étireur sont nombreuses [27], [18], et il résulte à ce jour que la configuration introduisant le moins d'aberrations est basée sur l'utilisation d'un triplet de Öffner. Nous invitons le lecteur à lire la thèse de Gilles Chériaux [18] dans laquelle les différentes aberrations d'un étireur de Öffner sont détaillées et quantifiées.

Pour dimensionner au mieux les optiques de notre étireur, il convient de définir la fenêtre spectrale transmise par ce dernier afin qu'elle n'altère pas la recompression des impulsions amplifiées. L'impact d'une transmission spectrale trop étroite se traduit par l'allongement temporel des impulsions et la dégradation du contraste temporel picoseconde. En considérant un spectre de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda = 16$ nm et une annulation parfaite des termes de phase spectraux lors de la recompression, la figure 5.22 présente l'impact de la bande spectrale transmise par l'étireur sur la durée des impulsions recomprimées.

Il apparaît de ces calculs, qu'une fenêtre spectrale de $2.5 \Delta\lambda$ (soit 40 nm) est suffisante pour ne pas altérer la brièveté des impulsions de 100 fs de durée. Dans ce qui suit, nous considérerons du fait de l'utilisation d'un triplet de Öffner, que les expressions décrivant la dispersion de l'étireur sont l'exact opposé de celle d'un compresseur de Treacy de même densité de traits, de même angle d'incidence et d'écartement inter-réseaux.

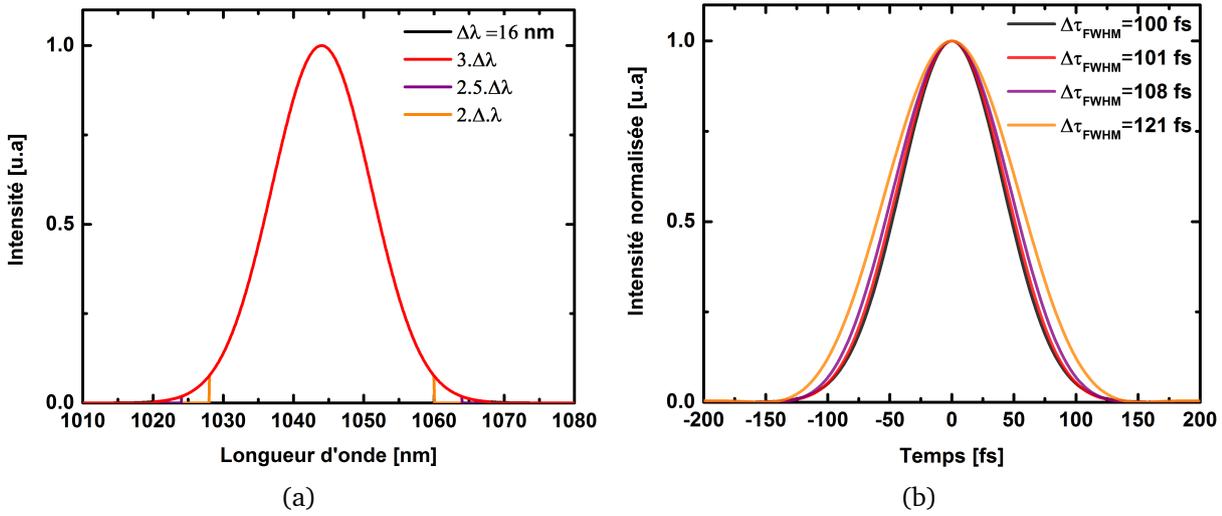


FIGURE 5.22 – Effet de la bande spectrale transmise par l'étireur sur la durée des impulsions (a) Spectre de largeur à mi-hauteur $\Delta\lambda = 16\text{nm}$ tronqué par des fenêtres spectrales de différentes largeurs.(b) Transformées de Fourier des spectres tronqués.

5.3.3.3 Phase spectrale et optimisation de la compression

S'il n'y a pas de matériau dans la chaîne amplificatrice, alors la condition 5.7 est vérifiée pour une densité de traits de réseaux identique entre celle de l'étireur et du compresseur, une distance inter-réseau $G_{comp} = G_{etireur}$ et pour un angle d'incidence $\theta_{comp} = \theta_{etireur}$. Lorsque la dispersion des matériaux est prise en compte, la phase spectrale finale des impulsions comprimée est obtenue par la sommation des contributions de tous les éléments traversés. L'amplification régénérative nécessite un grand nombre d'allers-retours dans la cavité et l'impulsion à dérive de fréquence traversera au total une épaisseur importante de matériau. Ceci provoque une distorsion de la phase spectrale totale, et pour de larges spectres amplifiés il est alors impossible de vérifier strictement la relation 5.7. En utilisant comme paramètres libres l'angle d'incidence et l'écartement entre les réseaux de l'étireur, il est possible de s'en approcher. Les paramètres du compresseur sont quant à eux fixes afin de garantir une excellente transmission.

Pour trouver la configuration optimale de l'étireur sachant que les paramètres du compresseur sont fixes, nous avons développé une méthode numérique basée sur l'optimisation globale de la phase spectrale totale. Cette méthode ne consiste pas à annuler les termes du développement de la phase un à un mais plutôt de trouver les paramètres qui permettent de minimiser les effets de la phase résiduelle. Numériquement, l'optimisation s'effectue par la recherche du couple de solution $(G_{etireur}, \theta_{etireur})$ qui minimise ou maximise un critère de convergence. La figure 5.23 illustre différentes solutions obtenues pour un angle $\theta_{etireur}$ lorsque la distance $G_{etireur}$ varie.

Dans notre cas, nous avons choisi comme critère de convergence, ϵ , la minimisation de l'intégrale de la phase résiduelle pondérée par l'amplitude spectrale.

$$\epsilon = \int_{\omega_0 - \Delta\omega}^{\omega_0 + \Delta\omega} (\beta(\omega) - (a + b\omega)) \cdot S(\omega) d\omega \quad (5.10)$$

Bien entendu, d'autres critères de convergence existent. Notre choix a été motivé par la rapidité

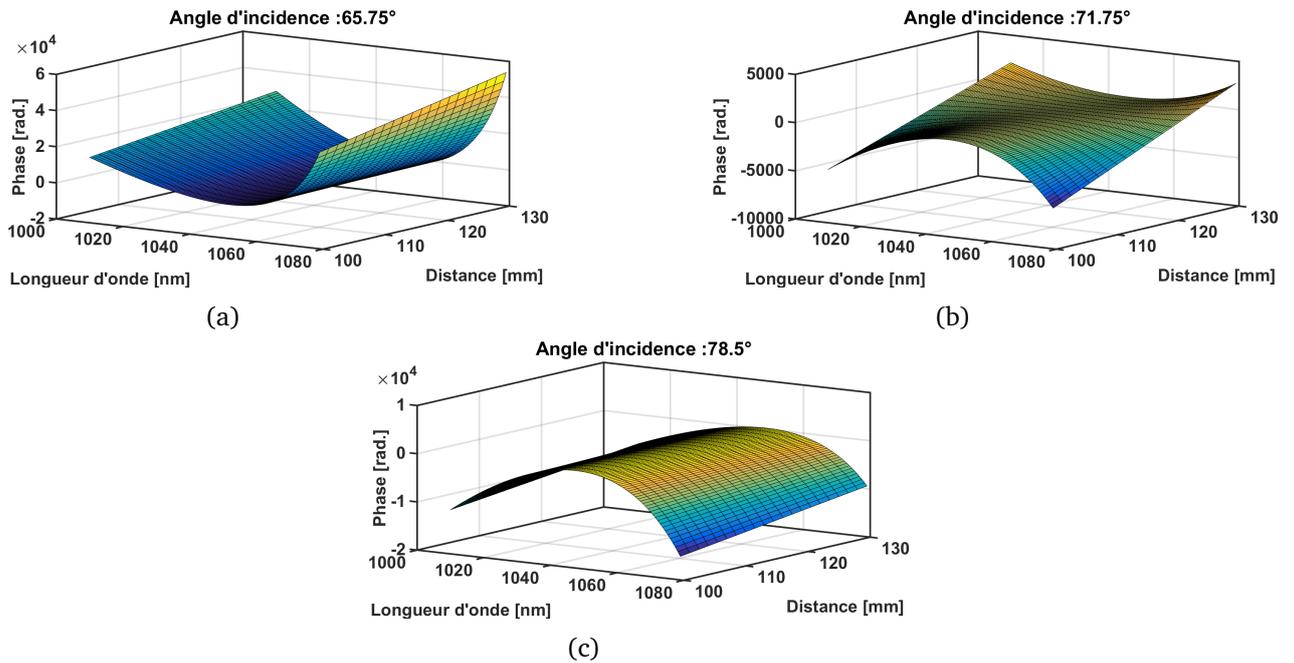


FIGURE 5.23 – Phase résiduelle calculée pour différents couples $G_{\text{étireur}}, \theta_{\text{étireur}}$

de la convergence dichotomique de notre algorithme. Nous invitons le lecteur à consulter la thèse de Vincent Bagnoud [4] pour obtenir plus de détails.

A l'aide de cet algorithme, nous allons pouvoir déterminer la meilleure configuration de l'étireur minimisant la phase spectrale résiduelle des impulsions sortant du compresseur.

Au cours du paragraphe 5.3.2.2, nous avons vu que l'impulsion peut parcourir une cinquantaine d'allers-retours à 10 kHz pouvant même aller jusqu'à une centaine d'allers-retours à très haute cadence (100 kHz). A l'aide de notre algorithme, nous déterminons le meilleur couple $\theta_{\text{étireur}}$ et $G_{\text{étireur}}$ minimisant l'impact de la phase résiduelle sur la brièveté des impulsions en sortie du compresseur en considérant que le spectre de l'impulsion amplifiée est centré à 1045 nm avec une largeur à mi-hauteur de 16 nm. Les figures 5.24 présentent le résultat des optimisations pour différents allers-retours dans la cavité ainsi que le profil temporel des impulsions calculé par la transformée de Fourier du champ spectral.

Nous faisons l'observation prévisible que la durée minimale de l'impulsion amplifiée s'allonge avec le nombre d'allers-retours dans la cavité. Malgré une optimisation du couple $\theta_{\text{étireur}}, G_{\text{étireur}}$, l'écart à la limite de la transformée de Fourier atteint 1.36 pour 90 allers-retours dans la cavité. Trouver un degré de liberté supplémentaire devient donc impératif afin de garantir une bonne qualité de recompression.

5.3.3.4 Réseaux mixtes étireur-compresseur

Parmi les paramètres expérimentaux, le nombre de traits par millimètre du réseau de l'étireur peut être défini à une valeur idoine à la conception du système. Différencier l'étireur et le compresseur est un bon moyen pour introduire le désaccord de phase idéal, opposé à celui introduit par les matériaux, afin de rétablir l'accord de phase entre les trois sources de dispersion

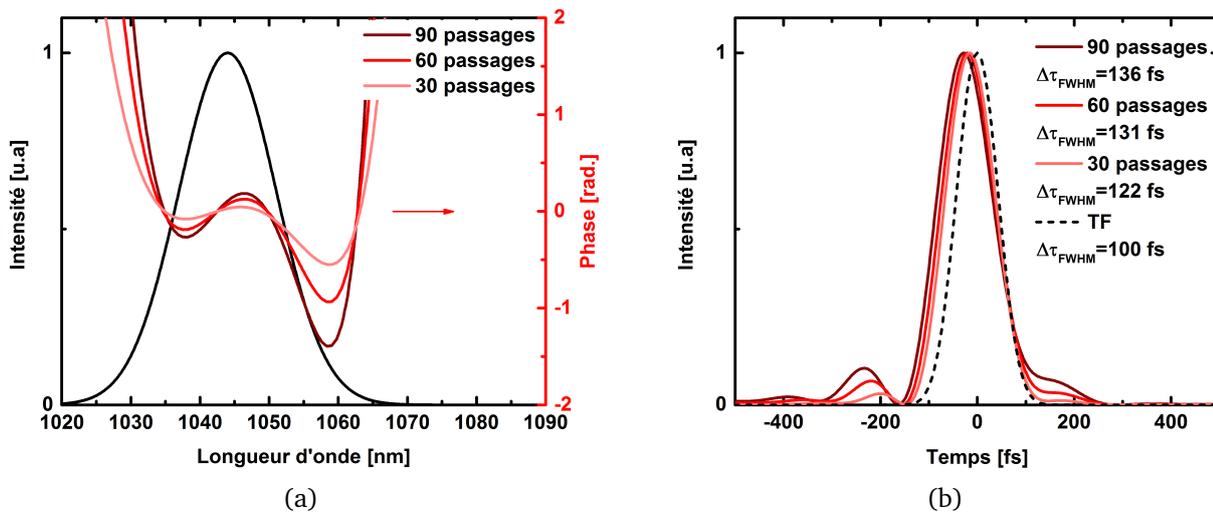


FIGURE 5.24 – Optimisation des paramètres de l'étireur minimisant l'impact de la phase spectrale résiduelle sur le profil temporel des impulsions en sortie du compresseur. (a) Phase résiduelle calculée pour un nombre de passage variant de 30 à 90 avec un étireur dont la densité de traits est égale à 1760 tr/mm, (b) profils temporels associés.

Densité de traits (tr/mm)	Angle d'incidence $\theta_{\text{étireur}}$ (°)	Distance inter-réseaux $G_{\text{étireur}}$ (mm)
1760	71.75	122.3
1500	42.55	136.5

TABLE 5.3 – Caractéristiques des deux configurations d'étireurs optimisées pour différentes densités de traits.

de la chaîne laser [125].

La densité de traits n'étant optimale que pour une configuration d'utilisation de l'amplificateur, nous nous intéresserons à celle correspondant à 10 kHz. Nous présentons sur la figure 5.25, les résultats de la configuration optimisée utilisant une densité de traits du réseau de l'étireur de 1500 traits/mm lorsque l'impulsion effectuée 60 allers-retours dans la cavité régénérative. En passant d'une densité de traits de 1760 tr/mm à 1500 tr/mm, la durée de l'impulsion amplifiée après compression a été raccourcie de 22 fs. Le tableau 5.3 présente les caractéristiques des deux configurations optimisées en phase résiduelle.

Ce degré de liberté supplémentaire nous permet de réduire l'impact de la dispersion des matériaux traversés sur la qualité du profil temporel des impulsions délivrées en sortie du compresseur. Notons que cette durée peut être proche de 100 fs lorsque le nombre de passages dans la cavité diminue. Par exemple, pour 30 allers-retours dans l'amplificateur, la durée minimale après compression atteint 103 fs. Nous nous attendons donc à ce que les impulsions soient légèrement plus courtes à basse cadence (3-5 kHz) qu'à plus haute cadence (20-50 kHz).

L'optimisation globale de la phase par le calcul numérique nous a permis de montrer l'intérêt

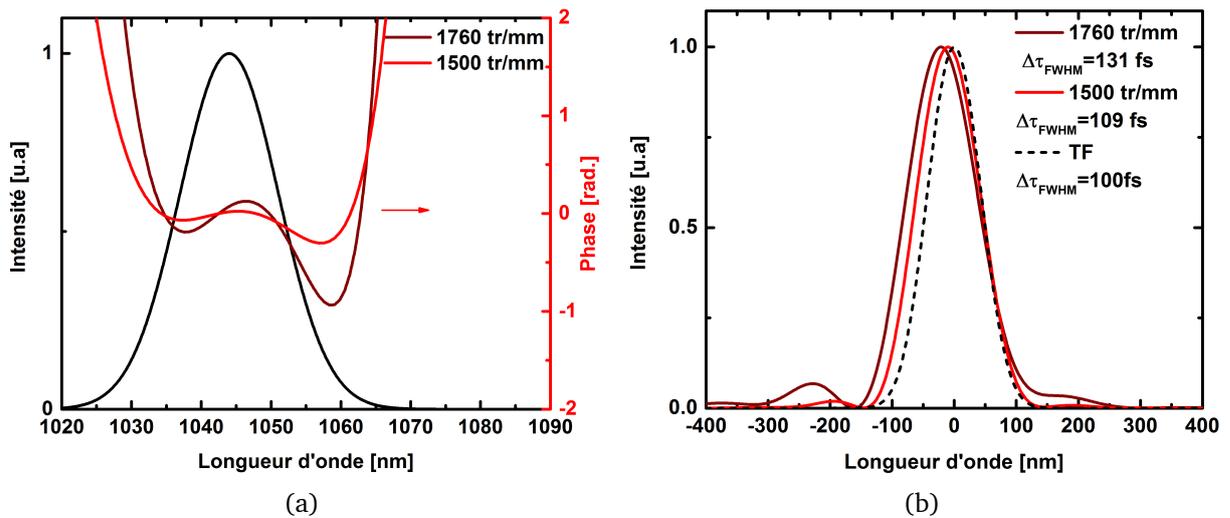


FIGURE 5.25 – Amélioration de la qualité de la recompression des impulsions par l'utilisation de réseaux mixtes entre l'étireur et le compresseur. (a) Phase résiduelle optimisée pour une densité de traits du réseau de l'étireur de 1760 et 1500 traits/mm et 60 allers-retours dans la cavité régénérative. (b) Profils temporels associés.

de l'utilisation de réseaux mixtes entre l'étireur et le compresseur. En nous basant sur notre modélisation de l'amplification définissant le nombre d'allers-retours dans la cavité, nous avons pu définir la meilleure configuration de l'étireur qui sera constituée d'un réseau avec une densité de 1500 traits par millimètre.

En prenant en compte l'ensemble des points discutés précédemment, l'étireur de Öffner que nous avons réalisé est constitué des éléments suivants :

- Un réseau Or en réflexion dont la densité de traits est égale à 1500 tr/mm.
- Un miroir diélectrique concave de diamètre 230 mm dont le rayon de courbure est égal à 1 mètre.
- Un miroir diélectrique convexe en bandelette dont le rayon de courbure est égal à -0.5 mètre.
- Un dièdre afin de doubler la dispersion introduite par le dispositif.

Le schéma de la configuration choisie est illustré en figure 5.26.

5.3.4 Conclusion sur la conception d'un amplificateur régénératif Yb : CaF₂ à dérive de fréquence

Au cours des paragraphes précédents, nous avons mis en évidence les différents éléments à considérer pour concevoir et réaliser une cavité régénérative fonctionnant suivant le principe de l'amplification d'impulsion à dérive de fréquence. Cette partie du manuscrit a été l'occasion de détailler le raisonnement tenu au cours de ces travaux de thèse et de comprendre les choix qui ont été faits.

Nous avons commencé par la modélisation de l'amplification d'impulsion dans une cavité régénérative utilisant un cristal Yb : CaF₂ pompé de manière continue. La modélisation nous a permis de mettre en évidence et de comprendre les mécanismes du régime multi-périodique

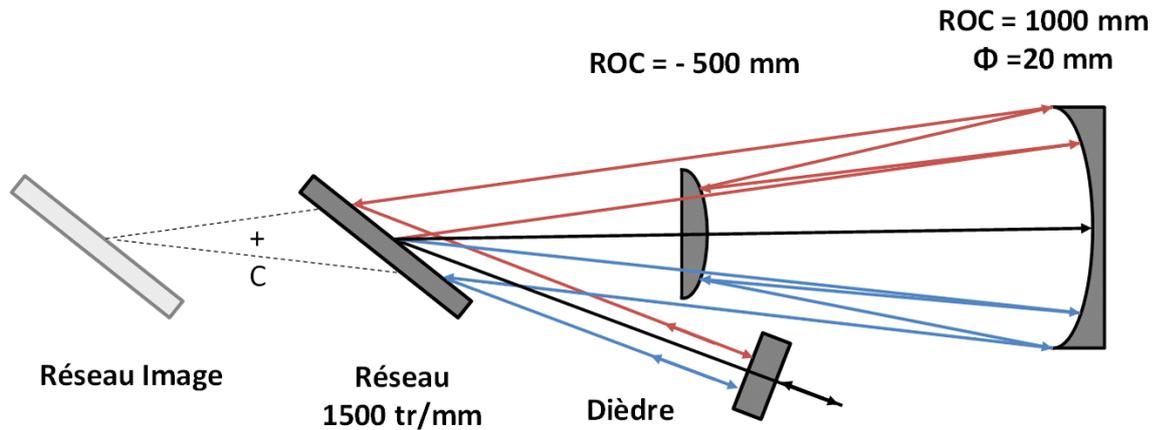


FIGURE 5.26 – Configuration retenue pour l'étireur à triplet de Öffner

qui sont provoqués par l'interdépendance des phases de pompage et d'amplification quant au gain réalisé dans le cristal Yb : CaF₂. D'un point de vue spectral, nous avons démontré qu'il était possible, sous certaines conditions d'inversion de population dans l'Yb : CaF₂, d'obtenir de larges bandes spectrales d'amplification afin de préserver la brièveté des impulsions amplifiées.

La conception d'une chaîne amplificatrice à dérive de fréquence passe aussi par l'étude des éléments dispersifs qui la compose. Pour concevoir une chaîne permettant de délivrer les impulsions les plus brèves possibles, nous avons conçu un algorithme afin de déterminer la configuration optimale du couple étireur-compresseur qui permet de limiter l'effet délétère des éléments dispersifs de la cavité régénérative sur la qualité de la compression temporelle des impulsions amplifiées. La conception de l'étireur a été détaillée et tient compte des objectifs de durée que nous nous sommes fixés. Ainsi, l'étape qui suit consiste en la mise oeuvre expérimentale du système laser que nous avons élaboré. Elle sera l'occasion d'affirmer ou d'infirmer les conclusions de nos études.

5.4 Résultats expérimentaux

Dans cette partie, nous présentons les différentes étapes de la réalisation d'un amplificateur régénératif à base d'Yb : CaF₂ permettant l'obtention d'impulsions sub-150 fs multi-watts capable de fonctionner à des cadences allant de 3 kHz à 100 kHz.

5.4.1 Cavité laser en régime continu

Nous avons utilisé pour notre amplificateur, un cristal d'Yb : CaF₂ de section 4x4mm, de longueur 23 mm, coupé à angle de Brewster et dopé à 1.7% en ions ytterbium. Ce cristal a été fabriqué par le laboratoire CIMAP à Caen. Le cristal est inséré dans une monture en cuivre refroidie par eau. Pour assurer un bon contact thermique sur toute la surface des quatre faces refroidies du cristal, une graisse thermique est utilisée. La cavité laser est utilisée dans une configuration en X où deux miroirs concaves sphériques (ROC = 400 mm) dont l'un est dichroïque (HT 980 nm, HR 1030 nm) sont placés de part et d'autre du cristal pour former la sous cavité. Ces deux miroirs sont utilisés à un angle d'incidence de 8° afin de compenser

l'astigmatisme engendré par l'utilisation d'un cristal à angle de Brewster. Dans un premier temps pour estimer les performances de la cavité en régime continu, la cavité est délimitée d'un côté par un miroir R_{max} et de l'autre par un coupleur de sortie. Le montage expérimental de la cavité est présenté en figure 5.27.

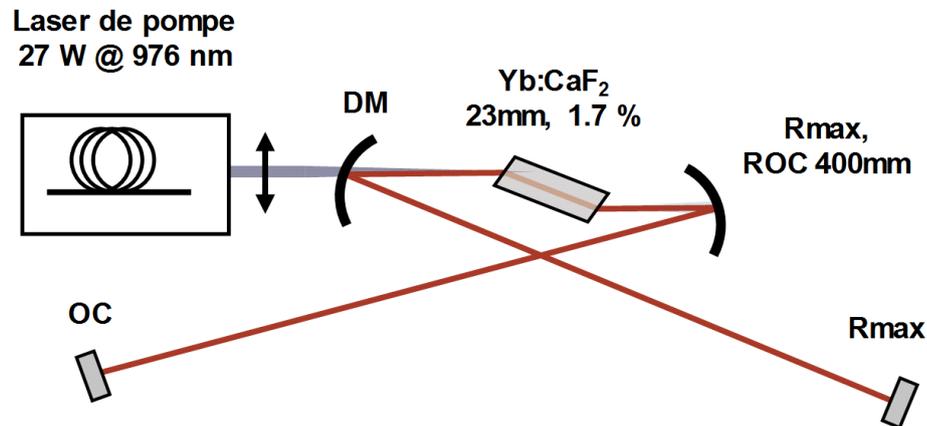


FIGURE 5.27 – Configuration expérimentale de la cavité laser en fonctionnement continu

Le cristal est pompé longitudinalement par un laser fibré monomode à 976 nm à travers le miroir dichroïque formant la sous-cavité. Le laser de pompe utilisé est un laser fibré fabriqué par la société ALS. Cette source délivre 27 W linéairement polarisé après isolation optique. Le facteur de qualité spatiale de cette source est excellent avec une valeur de M^2 de 1.1 dans les deux axes. Le faisceau de pompe est focalisé à l'aide d'une lentille dont la distance focale est égale à 200 mm pour assurer une taille du faisceau de pompe à l'intérieur du cristal proche de 280 μm . Pour cette taille de faisceau, en considérant la projection sur la face à Brewster, l'intensité de pompe I_p sur la face d'entrée du cristal avoisine 50 $\text{kW}\cdot\text{cm}^{-2}$ sur l'axe. Pour 27 W de pompe utilisée, la puissance non absorbée par le cristal Yb : CaF₂ en l'absence d'effet laser s'élève à 6.3 W. Dans ces conditions, en utilisant la formule de la lentille thermique définie par 1.11 appliquée à l'Yb : CaF₂, nous estimons à $f_{th} = -150$ mm, la lentille thermique divergente à pleine puissance de pompe induite dans le cristal d'Yb : CaF₂. La longueur de la sous cavité et des deux bras sont alors légèrement ajustées pour assurer une parfaite stabilité du mode de cavité quelle que soit la puissance de pompe utilisée et maintenir un mode laser dans le cristal proche de 250 μm de diamètre ($1/e^2$). La caustique du mode de la cavité ainsi que son diagramme de stabilité sont tracés sur les figures 5.28a et 5.28b.

Pour différents coupleurs de sortie nous avons mesuré la puissance et le spectre en sortie de la cavité (cf figures 5.29), ainsi que la qualité spatiale du faisceau laser délivré.

Avec le coupleur de 20 %, une puissance maximale de 11.5 W est obtenue et seule une puissance de pompe de 980 mW n'est pas absorbée par le cristal d'Yb : CaF₂. Le rendement optique est alors de 57 % et l'efficacité optique/optique atteint 42%. La longueur d'onde d'émission pour un coupleur de sortie de 20% est 1048 nm et lorsque l'inversion de population augmente par l'accroissement de la valeur du coupleur (35%) le laser émet simultanément à 1034.7 nm et 1047.1 nm. Ce comportement reflète bien la dépendance de la bande spectrale d'amplification de l'Yb : CaF₂ avec le taux d'inversion réalisé.

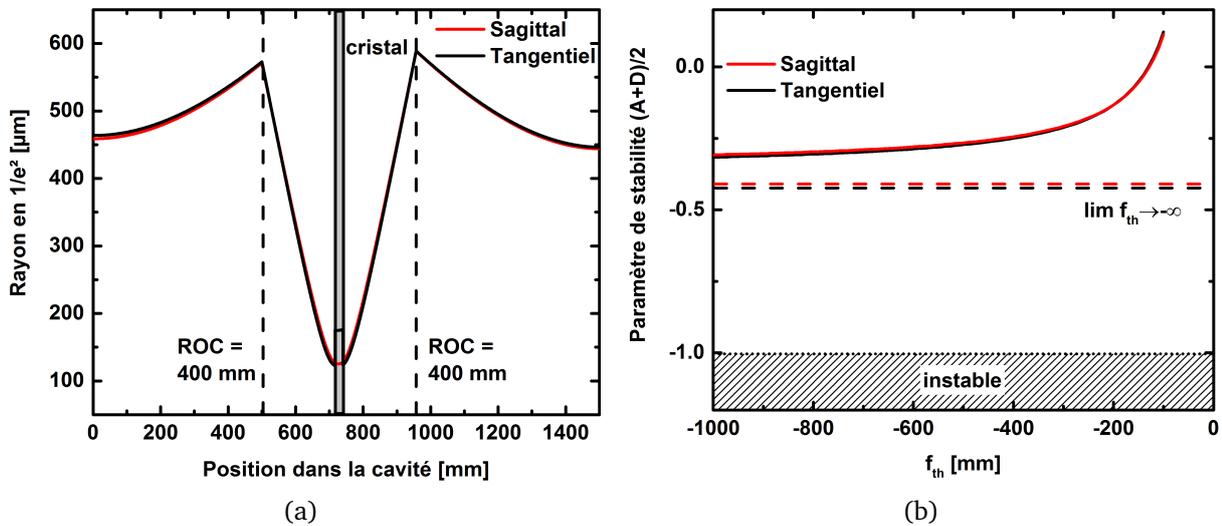


FIGURE 5.28 – Taille et stabilité du mode de cavité en présence de la lentille thermique induite dans le cristal Yb : CaF₂. (a) : Caustique du mode laser dans la cavité laser pour 27 W de puissance de pompe. (b) : Diagramme de stabilité pour une lentille thermique divergente de distance focale f_{th} variant de -1000 à -100 mm.

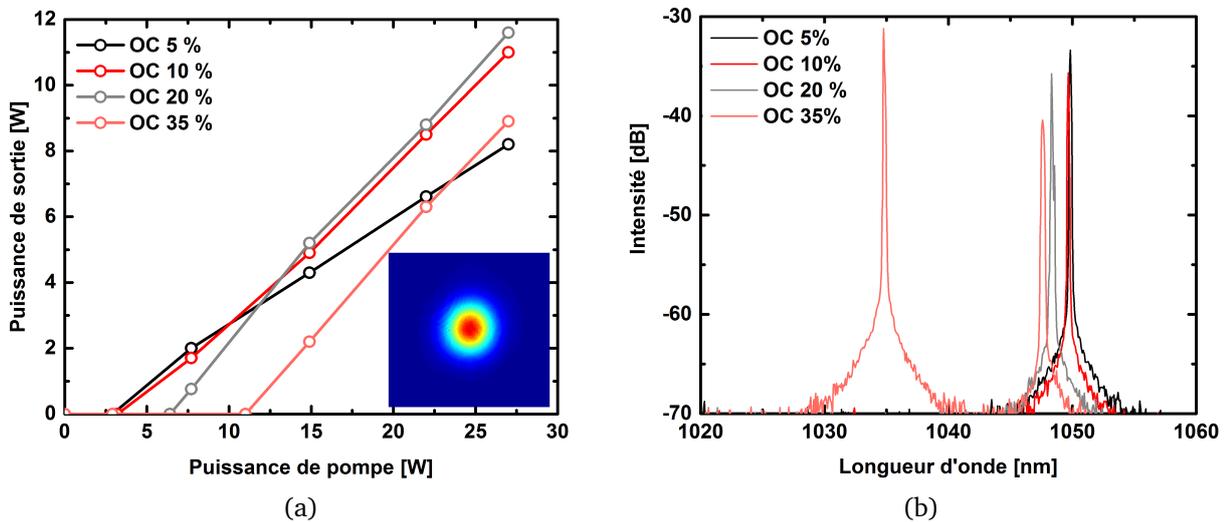


FIGURE 5.29 – Performances de la cavité en régime continu pour différentes valeurs du coupleur de sortie. (a) Puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe, en médaillon : mode en sortie avec un coupleur de 20 % à 27 W de pompe. (b) Spectres à puissance de pompe maximale.

5.4.2 Caractérisation en régime déclenché

Le régime déclenché est intéressant au sens où il permet d'évaluer les performances de notre système en termes de gain, de puissance moyenne, d'énergie et de bande spectrale d'amplification. L'obtention d'un régime déclenché est réalisé par l'insertion dans la cavité d'une cellule de Pockels, d'une lame quart d'onde d'ordre 0 et d'un polariseur. Hors tension, la cellule de Pockels est orientée de manière à se comporter comme une lame neutre afin que l'axe de la cavité soit bloqué par la présence de la lame quart d'onde. Nous avons utilisé une cellule de Pockels en BBO possédant une pupille de 4 mm de diamètre et une longueur de 20 mm. Nous la plaçons là où le mode de la cavité est le plus large, à savoir proche du miroir de fond de cavité, afin de réduire le risque d'endommagement et la valeur de l'intégrale \mathfrak{B} lorsque la cavité est injectée. Le coupleur de sortie est remplacé par un miroir de haute réflectivité. L'extraction de l'énergie accumulée en régime déclenché s'effectue alors par la réflexion sur le polariseur intra-cavité (cf. figure 5.30).

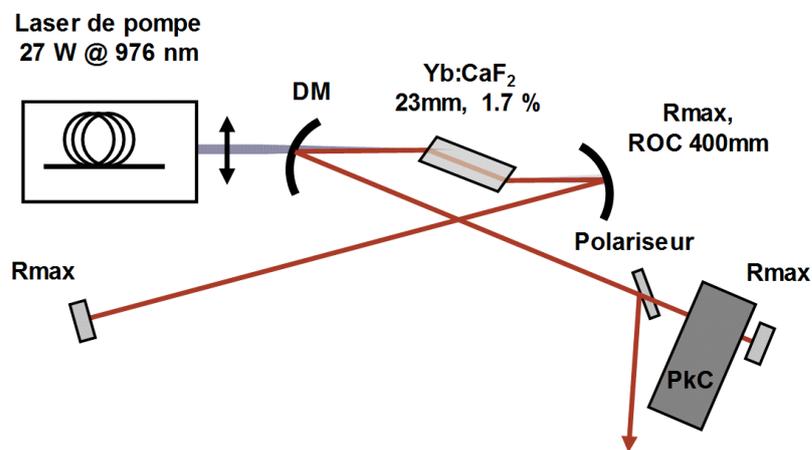


FIGURE 5.30 – Configuration expérimentale de la cavité laser en régime déclenché

En régime déclenché, l'évolution de l'énergie intracavité dans la cavité est visualisée à l'aide d'une photodiode récupérant la fuite d'un des composants de la cavité. Une illustration de l'évolution temporelle de l'énergie intracavité en régime déclenché est présentée sur les figures 5.31a. Le premier graphique présente une extraction avant le point d'inflexion pour lequel le gain est égal aux pertes optiques de la cavité et le second correspond à un temps d'extraction très long laissant dissiper l'énergie intracavité au travers des pertes de la cavité. En régime déclenché, la durée de l'impulsion produite est égale au temps d'aller-retour dans la cavité à savoir ici 9.9 ns.

Pour un temps d'extraction important par rapport au temps de création, l'évolution temporelle de l'énergie intracavité permet d'estimer les pertes optiques de la cavité et le gain du cristal Yb : CaF₂. Dans notre configuration, la cavité laser est conçue pour travailler à haute cadence (> 5kHz) et ne permet pas l'utilisation de temps d'extraction trop grand sous peine d'observer un régime d'amplification multi-périodique pouvant causer l'endommagement optique du cristal Yb : CaF₂. Nous avons donc recours à l'utilisation dans la cavité d'un coupleur de transmission connue (10%) pour accélérer la dissipation de l'onde laser. Dans cette configuration et pour une puissance de pompe de 10 watts, nous pouvons observer l'évolution complète de l'énergie

intra-cavité lorsque la cadence de fonctionnement est de 500 Hz (cf Figure 5.31b). Cette mesure, loin de nous informer précisément sur le gain accessible dans le cristal Yb : CaF₂ car l'intensité de pompe est significativement réduite pour cette mesure, permet néanmoins d'estimer les pertes de la cavité. En ajustant les paramètres de notre programme de simulation à notre cavité, un comportement en régime déclenché similaire est obtenu pour des pertes intra-cavité de 14 %. En retranchant les pertes liées à l'insertion du coupleur, nous estimons à 4 % les pertes par aller-retour de la cavité.

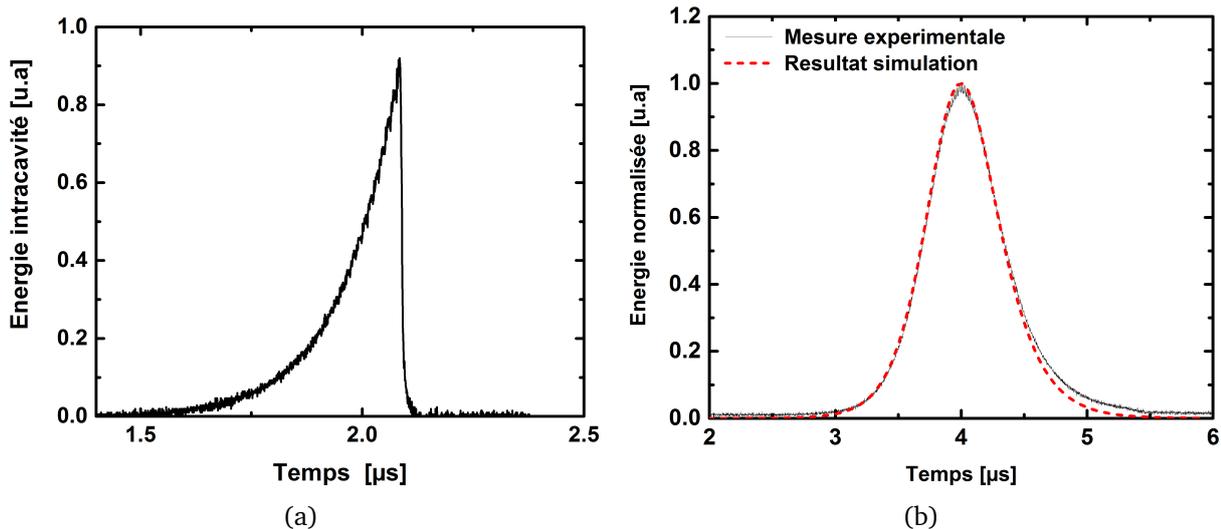


FIGURE 5.31 – Évolution temporelle de l'énergie intracavité en mode déclenché. (a) Évolution temporelle de l'énergie intracavité avec une extraction à 2.1 μs pour une cadence d'amplification de 50 kHz et une puissance de pompage de 27 watts. (b) Évolution temporelle de l'énergie intracavité avec une extraction à 5.5 μs en utilisant un coupleur de sortie de 10% et une puissance de pompe de 10 W à 500 Hz. En rouge la courbe théorique obtenue en simulant la cavité avec des pertes de 14 % .

5.4.2.1 Accordabilité et largeurs spectrales

Même si la majeure partie des pertes est liée à l'insertion de la cellule de Pockels, il n'en reste pas moins que la transmission du polariseur n'est pas de 100% et que les pertes associées à ce composant dépendent de la longueur d'onde. Ainsi, en tournant légèrement l'angle d'incidence du polariseur intra-cavité, nous sommes capables de modifier la longueur d'onde d'émission et la bande spectrale d'amplification de la cavité régénérative. Comme nous pouvons l'observer sur la figure 5.32, une accordabilité de plus de 33 nm est obtenue en faisant varier l'angle d'incidence de 5 degrés. Nous remarquons qu'une orientation particulière du polariseur intracavité (en rouge sur la figure 5.32) permet d'accéder à un spectre amplifié s'étalant de 1035 nm à 1055 nm. Dans cette configuration et à la cadence de fonctionnement de 50 kHz, nous nous sommes intéressés à l'évolution des caractéristiques (spectres et énergie) de l'impulsion délivrée en fonction du temps d'extraction appliqué (cf. figure 5.33). En fonctionnement déclenché et à la puissance de pompe de 27 watts, la cavité est capable de délivrer une puissance de 7.9 W à 50 kHz lorsque le temps de création utilisé est de 2 μs . Comme nous l'avons observé numériquement, au fur et à mesure

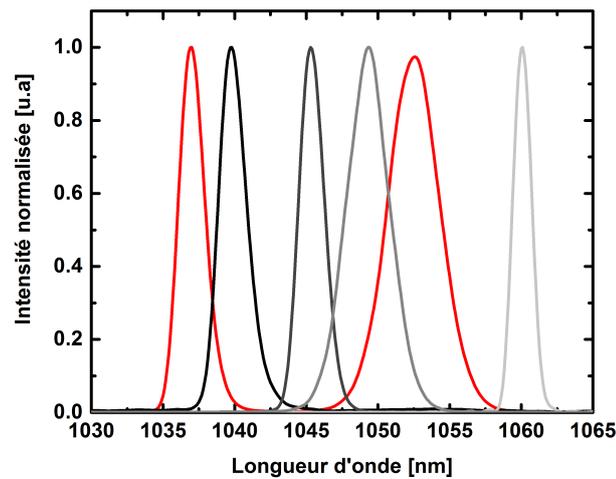


FIGURE 5.32 – Spectres mesurés en sortie d'amplificateur pour différents angles d'incidence du polariseur intra-cavité pour une puissance de pompe de 27 W et une cadence de 50 kHz.

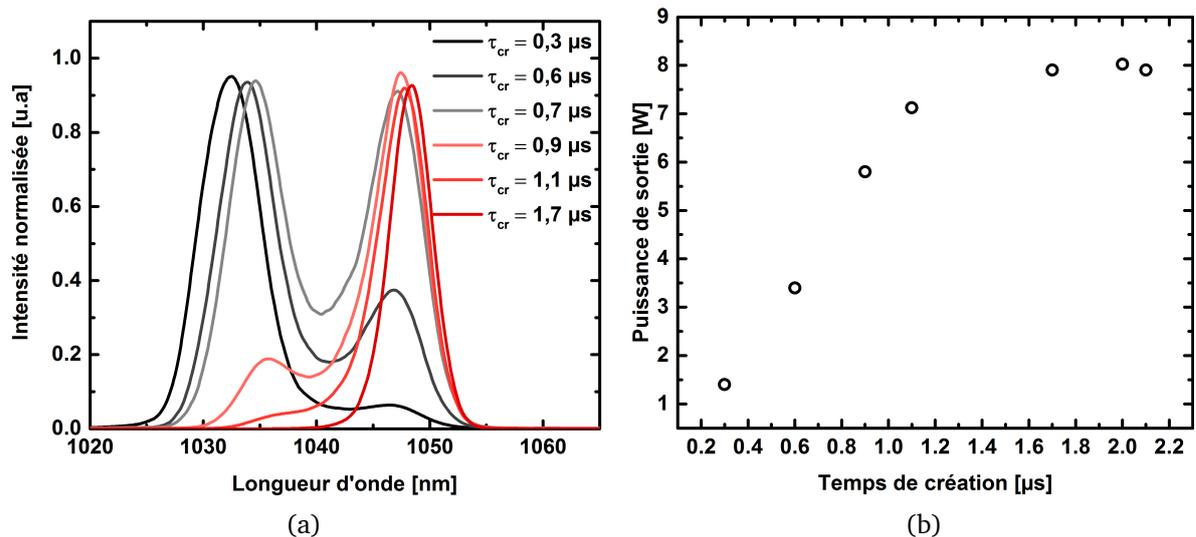


FIGURE 5.33 – Évolution des caractéristiques de la cavité régénérative en régime déclenché en fonction du temps d'extraction à 50 kHz et pour une puissance de pompe de 27 W. (a) Spectres amplifiés ; (b) Puissance extraite.

que le temps de création s'allonge et que la puissance en sortie augmente, le spectre amplifié varie significativement. Pour des temps de création courts (300-600 ns), le spectre est centré autour de 1032 nm alors que pour un temps de création optimal, c'est à dire lorsque l'énergie de sortie est maximale tout en étant stable tir à tir, le spectre est centré à 1049 nm. La largeur spectrale dans ces deux cas de figure est inférieure à 7 nm. Entre ces deux temps de création extrêmes, il est possible d'obtenir une bande spectrale amplifiée bien plus importante. En effet, pour un temps de création voisin de 700 ns, la largeur spectrale à mi-hauteur atteint 18.5 nm avec une forme en "dos de chameau" caractéristique du gain spectral de l'Yb : CaF₂. La puissance moyenne délivrée par l'amplificateur pour ce temps de création reste importante et avoisine 4.5

W.

5.4.2.2 Performances en fonction de la cadence de répétition

L'évolution de la puissance extraite de la cavité régénérative en fonction de la cadence d'amplification est présentée sur la figure 5.34. Ces mesures ont été faites en cherchant à maximiser la puissance délivrée tout en conservant une parfaite stabilité tir à tir du régime d'amplification. En réduisant la fréquence de répétition de 50 kHz à 10 kHz, l'énergie en sortie d'amplificateur augmente pour atteindre 600 μJ . Le temps de création où l'énergie est maximale décroît de 2 μs (50 kHz) à 0.65 μs (10 kHz) faisant passer le nombre d'allers-retours de 200 à 65. Pour les cadences comprises entre 30 kHz et 50 kHz, le régime multi-périodique

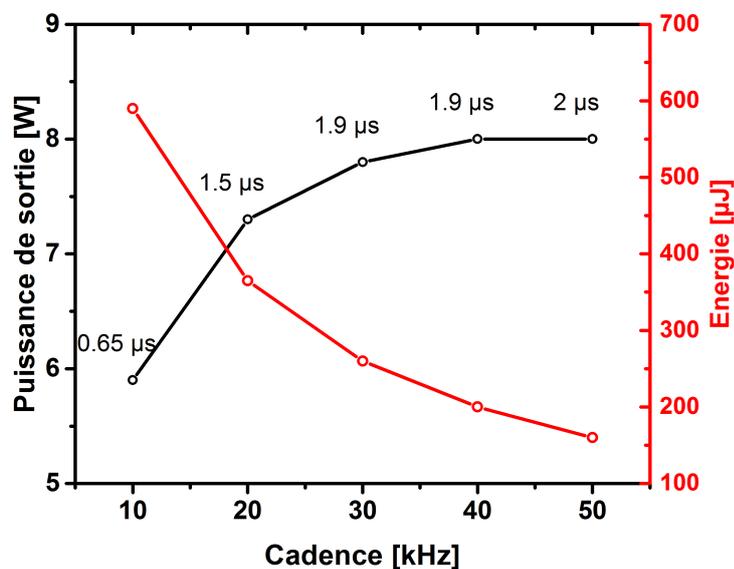


FIGURE 5.34 – Puissance et énergie en sortie d'amplificateur en régime déclenché en fonction de la fréquence de répétition pour 27 W de puissance de pompe. Les temps de création maximisant la puissance extraite et permettant l'obtention d'un régime d'amplification stable tir à tir sont reportés sur la courbe pour chaque cadence étudiée.

apparaît pour un temps d'extraction supérieur à 2 μs et ne limite donc pas la puissance extraite de l'amplificateur. Cependant, pour les cadences inférieures à 30 kHz, les temps de création sont limités par l'apparition des instabilités et réduisent légèrement la puissance extractible de la cavité régénérative. Cette contrainte affecte surtout les rendements pour des cadences de fonctionnement inférieures à 10 kHz.

L'évolution de la puissance extraite avec la cadence de fonctionnement et l'obtention de large spectre amplifié atteignant 18.5 nm (FWHM) démontre le potentiel de l'amplificateur réalisé. L'étude en régime injecté devrait confirmer ces résultats prometteurs.

5.4.3 Dispositif expérimental de l'amplification d'impulsions femtosecondes

Nous allons détailler dans cette section, les différents éléments utilisés pour la génération et l'amplification d'impulsions femtosecondes. Le figure 5.35 présente une vue d'ensemble

schématique du système CPA.

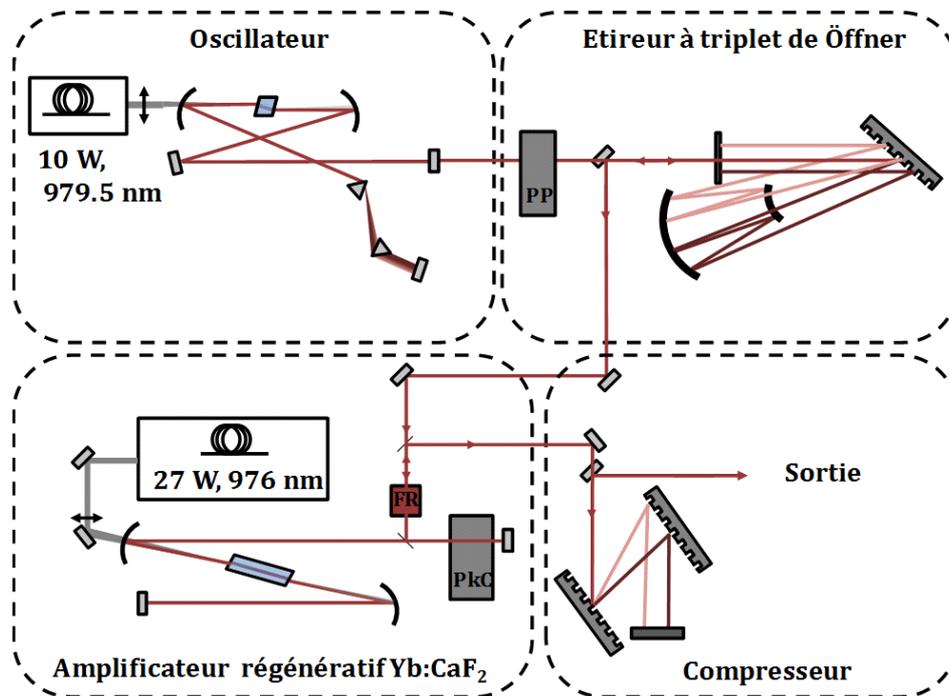


FIGURE 5.35 – Dispositif expérimental permettant la génération et l’amplification d’impulsions femtosecondes. **PP** : sélecteur d’impulsion, **PkC** : cellule de Pockels intracavité, **FR** : rotateur de Faraday.

L’oscillateur : La génération des impulsions femtosecondes est réalisée par un oscillateur KLM Yb : CaF₂ similaire à celui présenté dans le chapitre 3. Une fente est insérée dans la cavité pour ajuster la longueur d’onde centrale du spectre de sortie à 1040 nm. La largeur spectrale des impulsions délivrées est de 20 nm (FWHM) et correspond à une durée limitée par transformée de Fourier égale à 70 fs (cf. figure 5.36). La puissance délivrée par l’oscillateur est restreinte volontairement à 1.1 watts afin de garantir un fonctionnement le plus stable possible.

Le sélecteur d’impulsion : Un sélecteur d’impulsion est utilisé afin de réduire la cadence du train d’impulsions de l’oscillateur (80 MHz) à une cadence comprise entre 1 kHz et 100 kHz. Il est constitué d’une cellule de Pockels orientée au repos comme une lame neutre et de deux polariseurs croisés. Sans tension, le système ne laisse passer aucune impulsion avec un taux de réjection de 10³. Pour sélectionner une impulsion, une tension est appliquée aux bornes de la cellule de Pockels afin de passer d’une configuration de lame neutre à lame demi-onde. Le train d’impulsion de notre oscillateur étant de 80 MHz, le temps entre deux impulsions est égal à 12.5 ns. Il est donc nécessaire d’avoir un temps de commutation inférieur à celui-ci pour assurer l’isolation d’une unique impulsion. Une cellule de Pockels comportant trois cristaux de BBO est implémentée pour réduire la tension $V_{\lambda/2}$ appliquée à ses bornes et rendre possible le fonctionnement du sélecteur à une cadence de 100 kHz.

L'étireur : Comme nous l'avons détaillé dans le paragraphe 5.3.3.2, l'étireur est composé d'un réseau en or dont la densité de traits est égale 1500 tr/mm et d'un triplet de Öffner. Pour rappel, le système d'imagerie de l'étireur est composé d'un miroir diélectrique concave de 230 mm de diamètre dont le rayon de courbure est égal à 1 m et d'un miroir diélectrique convexe (ROC - 500mm) en forme de bandeau. La transmission globale de l'étireur est égale à 54 %. Comme nous pouvons le voir sur la figure 5.36, la transmission spectrale de l'étireur est plate et ne modifie en rien les caractéristiques du spectre des impulsions issues de l'oscillateur.

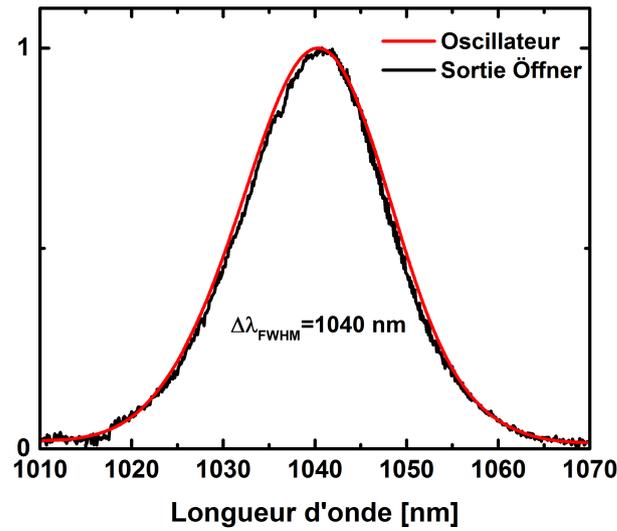


FIGURE 5.36 – Spectre de l'oscillateur (rouge) et en sortie de l'étireur (noir).

Aiguilleur et injection : Pour bien coupler le faisceau en sortie d'étireur au mode de la cavité amplificatrice et maximiser ainsi le niveau d'énergie injectée, il est nécessaire de procéder à une adaptation de mode. A cette fin, le faisceau injecté doit posséder les mêmes caractéristiques (taille et divergence) que le mode propre de la cavité régénérative. Une lentille convergente est placée à l'endroit où les tailles du faisceau injecté et du faisceau issu de la cavité sont similaires. La distance focale $f=1$ m correspond alors à la distance entre ce point d'intersection et le premier miroir plan de la cavité régénérative. Dans cette configuration, nous estimons que l'énergie effective injectée dans la cavité est proche de 2 nJ.

Le compresseur : Le compresseur est constitué de deux réseaux diélectriques dont la densité de trait est égale à 1760 tr/mm et d'un dièdre formé par deux miroirs diélectriques de haute réflectivité. Le faisceau entrant dans le compresseur a été préalablement agrandi à 5 mm de diamètre ($1/e^2$) par l'intermédiaire d'un afocal. Nous mesurons une transmission totale du compresseur de 89 %.

5.4.4 Performances de la cavité régénérative en régime d'amplification à dérive de fréquence

5.4.4.1 Puissance extraite et bande spectrale amplifiée à 30 kHz

Afin de limiter les risques d'endommagements, nous avons commencé l'étude de notre cavité en régime injecté à la cadence de 30 kHz. Comme pour la cavité en régime déclenché, nous regardons la variation du spectre et de la puissance extraite en fonction du temps de création appliqué (cf. figure 5.37).

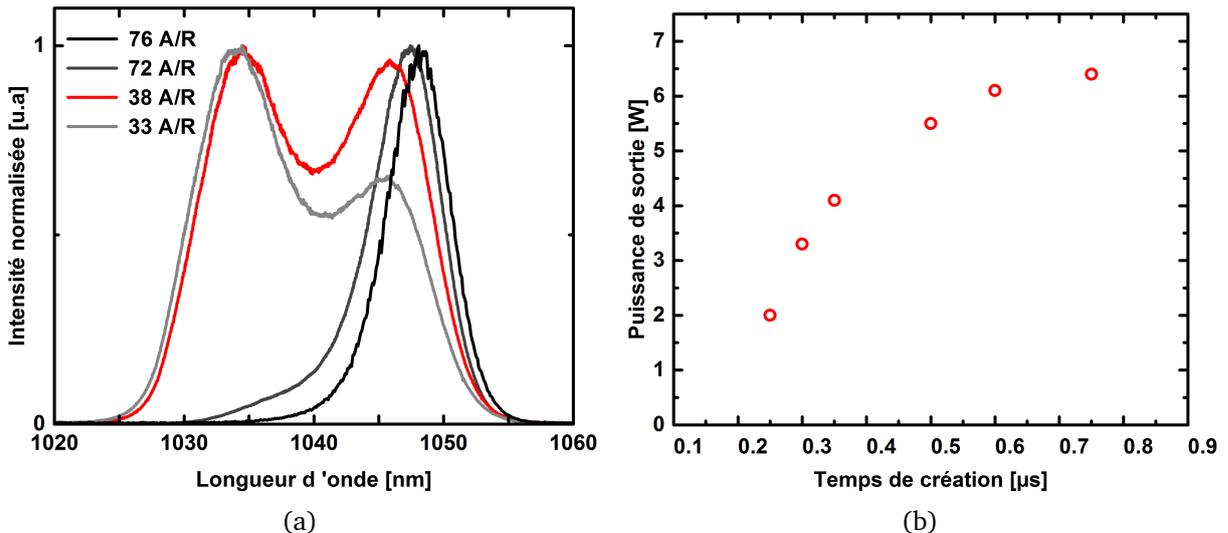


FIGURE 5.37 – Evolution du spectre amplifié et de la puissance délivrée en fonction du temps d'amplification dans la cavité. Mesures réalisées à 30 kHz pour une puissance de pompe de 27 W. (a) : Spectres amplifiés. (b) : Puissance extraite.

A 30 kHz et 27 W de puissance de pompe, une puissance maximale de 6.4 W obtenue après 76 allers-retours dans la cavité. Bien qu'un nombre d'allers-retours plus important ne soit pas accessible sous peine d'observer une instabilité tir à tir du régime d'amplification, l'allure de la figure 5.37b indique que nous sommes très proche de la puissance maximale que nous pouvons extraire de la cavité. Comme pour le régime déclenché, nous observons une variation de la forme du spectre avec la modification du temps d'amplification. Pour 38 allers-retours, un spectre d'une largeur de 19.5 nm est obtenu. Cette largeur à mi-hauteur est conforme à ce que nous avons obtenu lors du régime déclenché mais à des temps de créations nettement plus courts. Notons également que la largeur maximale du spectre amplifié n'était que de 15 nm. Nous attribuons cette différence à la non-uniformité des pertes spectrales de la cavité. De manière similaire à nos résultats numériques, l'obtention de larges spectres amplifiés dans le cristal Yb : CaF₂ nécessite une réduction de la puissance maximale que la cavité est capable de délivrer. Ce compromis reste tout à fait acceptable puisque lorsque la bande spectrale est maximale (19.5nm) la puissance délivrée par la cavité régénérative est de 4.5 watts. La qualité du faisceau amplifié est caractérisée par une mesure du profil spatial et du facteur de qualité M^2 . La mesure du facteur M^2 est présentée sur la figure 5.38 et démontre un faisceau amplifié dépourvu d'astigmatisme avec des valeurs de M^2 valant 1.1 dans le plan sagittal et 1.07 dans le plan tangentiel.

La mesure de la qualité spatiale nous indique un faisceau gaussien dont le paramètre M^2 dans le plan sagittal égal à 1.1 et 1.07 dans le plan tangential. La mesure réalisée est illustrée sur la figure 5.38.

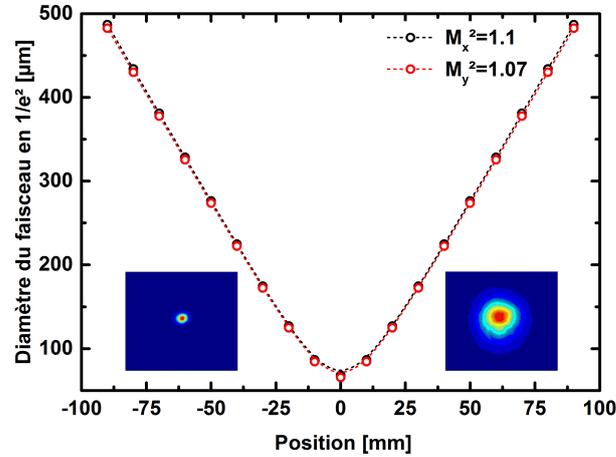


FIGURE 5.38 – Mesure de la caustique du faisceau amplifié en sortie de cavité régénérative.

Nous distinguons dans la suite de notre exposé deux points de fonctionnement : l'un où l'énergie est maximale et le spectre réduit et l'autre pour lequel le spectre est le plus large possible (~ 19.5 nm).

5.4.4.2 Durée des impulsions amplifiées à 30 kHz

En limitant le nombre de passages dans la cavité régénérative, il est possible de maximiser la largeur du spectre de l'impulsion amplifiée. Ainsi, après 38 allers-retours à 30 kHz, le spectre en forme de M mesure 19.5 nm à mi-hauteur et est centré à 1040 nm (figure 5.39a). L'énergie mesurée avant le compresseur est de 150 μJ et de 135 μJ après. En ajustant finement l'angle du compresseur pour minimiser la phase résiduelle, nous mesurons à l'aide d'un autocorrélateur (APE pulse check) la durée des impulsions comprimées. En assumant un facteur de déconvolution de 1.41, la mesure à l'autocorrélateur nous indique une durée d'impulsion de 127 fs (figure 5.39b) très proche de la transformée de Fourier (123 fs). Le piédestal visible sur la trace d'autocorrélation ne provient pas d'effets non linéaires mais résulte principalement de la forme très abrupte des flancs du spectre. La caractérisation plus fine et sans hypothèse de la forme temporelle des impulsions recomprimées est réalisée à l'aide d'un dispositif SHG-FROG. Le résultat de la mesure et de la reconstruction de l'impulsion sont présentées sur les figures 5.40 ci-dessous. La phase spectrale résiduelle est faible et la reconstruction du profil temporel nous indique une durée d'impulsion de 131 fs, ce qui est consistant avec la mesure effectuée à l'autocorrélateur.

Lorsque le temps de création est augmenté jusqu'à la limite du régime multi-périodique, l'énergie des impulsions amplifiées augmente significativement au détriment du spectre. Ainsi, pour 76 allers-retours dans la cavité régénérative, l'énergie des impulsions amplifiées atteint 213 μJ (190 μJ après compression) avec un spectre centré à 1048 nm (cf. 5.41a) et une largeur spectrale de 5.4 nm (FWHM). Après réajustement de la distance des deux réseaux du compresseur dans le but de compenser le nombre de passages plus élevé, la durée des impulsions déduite de

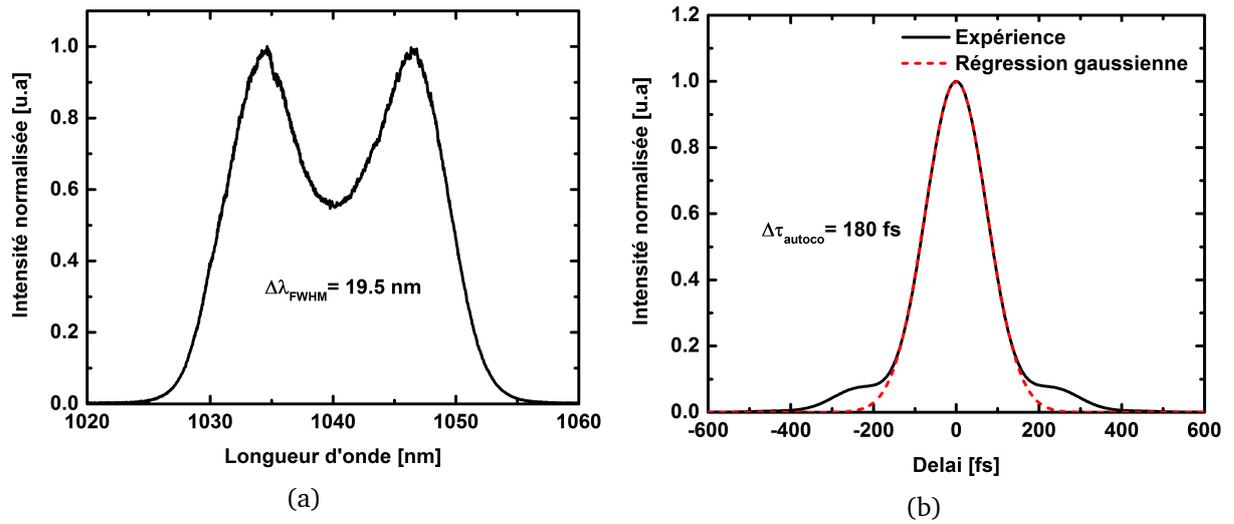


FIGURE 5.39 – Spectre et durée des impulsions amplifiées à 4.5 watts et 30 kHz. (a) Spectre en sortie d'amplificateur. (b) Trace d'autocorrélation expérimental.

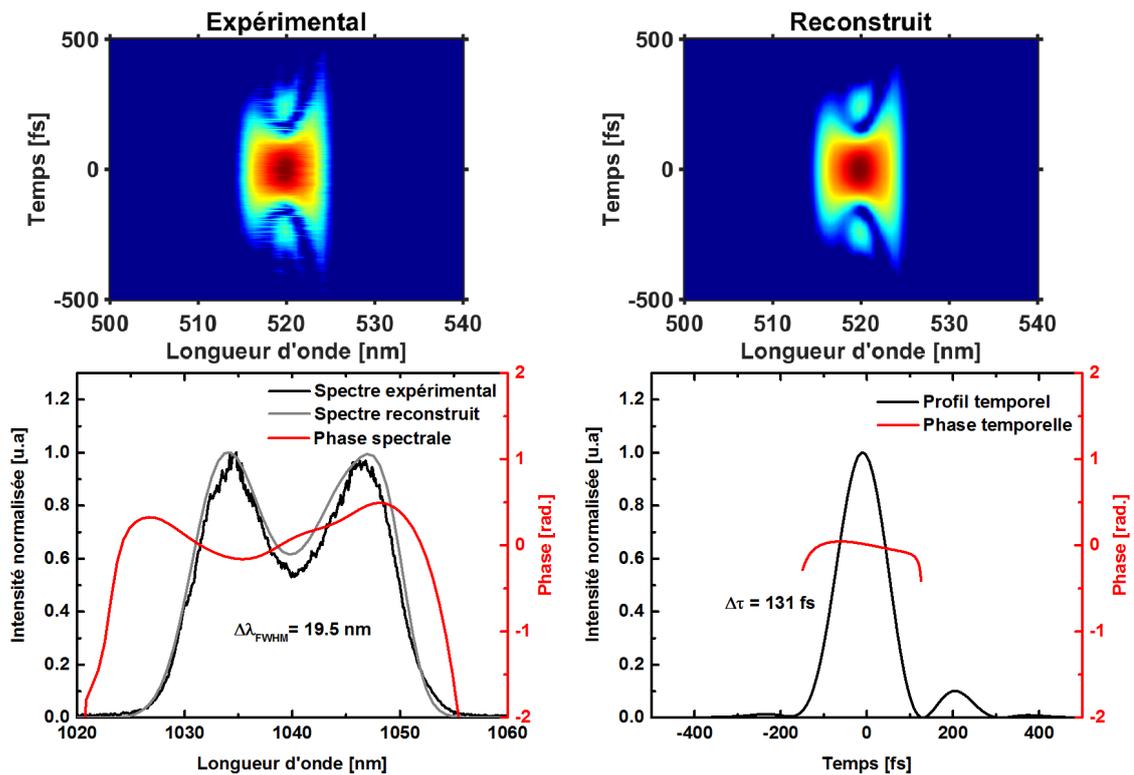


FIGURE 5.40 – Trace SHG-FROG expérimentale et reconstruite. Spectre expérimental, reconstruit et phase spectrale. Profil temporel de l'impulsion calculé ainsi que sa phase associée.

la trace d'autocorrélation est voisine de 310 fs (cf. figure 5.41b).

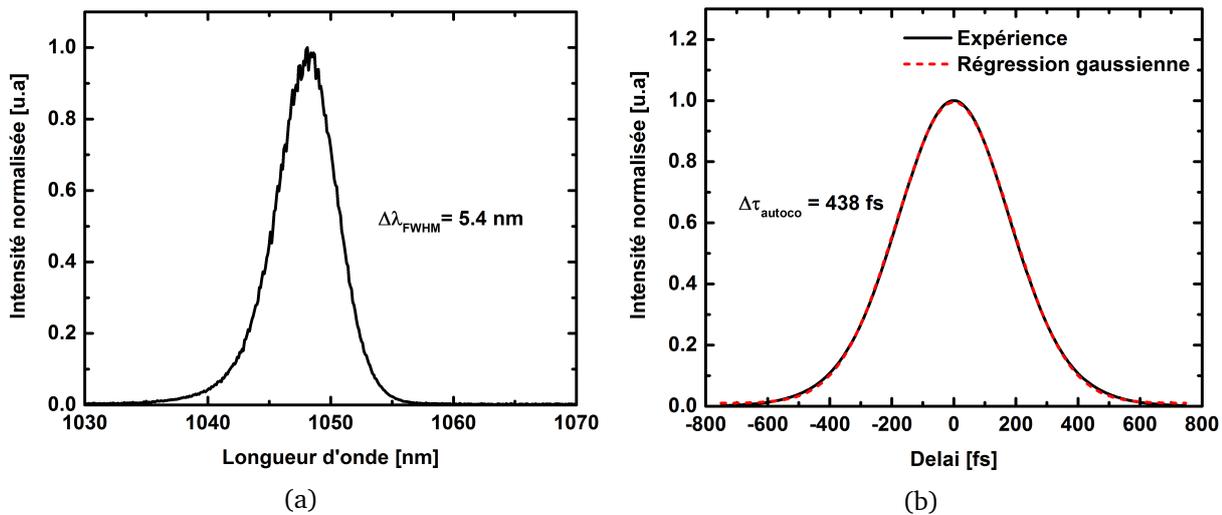


FIGURE 5.41 – (a) Spectre en sortie d’amplificateur à 30 kHz pour un temps de création maximal (6.4 W en sortie). (b) Trace d’autocorrélation expérimentale

5.4.4.3 Performances du système en fonction de la cadence

Nous étudions pour les deux points de fonctionnement sus-cités, le comportement de la cavité en fonction de la cadence de répétition.

Lorsque le temps d’amplification maximise la puissance extraite, l’impulsion étirée temporellement se raccourcit du fait que son support spectral diminue. Cela a pour conséquence d’augmenter le risque d’endommagement des composants optiques de la cavité. Ce risque est d’autant plus grand que nous sommes à la limite du régime multi-périodique. Afin d’éviter tous risques d’endommagement, la caractérisation des performances du système lorsque la puissance délivrée est maximale sera effectuée uniquement pour des cadences supérieures ou égales à 20 kHz. Concernant le point de fonctionnement pour lequel le spectre amplifié est large (*sim*19.5 nm FWHM), le temps d’amplification est ajusté pour chaque cadence de fonctionnement. Nous avons tracé pour les deux points de fonctionnement (cf figures 5.42a et 5.42b) l’évolution de la puissance délivrée en fonction de la cadence de répétition.

Pour le point de fonctionnement maximisant la puissance délivrée, la meilleure performance est obtenue à la cadence de 20-25 kHz avec une puissance extraite de 6.54 W portant l’efficacité optique à 24 %. Au fur et à mesure que la cadence augmente, la puissance moyenne diminue légèrement et atteint 5.5 watts à 100 kHz. Le point de fonctionnement le plus pertinent au regard de l’objectif de ces travaux est celui où le spectre est le plus large et présente une forme en M. Dans ces conditions de fonctionnement, les impulsions restent très étirées à une valeur proche de 400 ps ce qui limite le risque d’endommagement. Ainsi, nous avons pu effectuer des mesures à plus basse cadence et obtenir en sortie de la cavité régénérative une énergie de 1 mJ lorsque la cadence de fonctionnement était de 5 kHz. A cette cadence, l’efficacité optique atteint 18.5 % et le temps de création est égal à 360 ns. Lorsque le système fonctionne à 5 kHz, le gain effectif moyen par aller-retour est de 1.44 soit 1.2 par passage. Nous ne pouvons cependant pas descendre en dessous de 5 kHz car le seuil du régime multi-périodique apparaît avant l’obtention d’un spectre de 19 nm. A 5 kHz, la mesure de la stabilité RMS tir à tir du train d’impulsion est

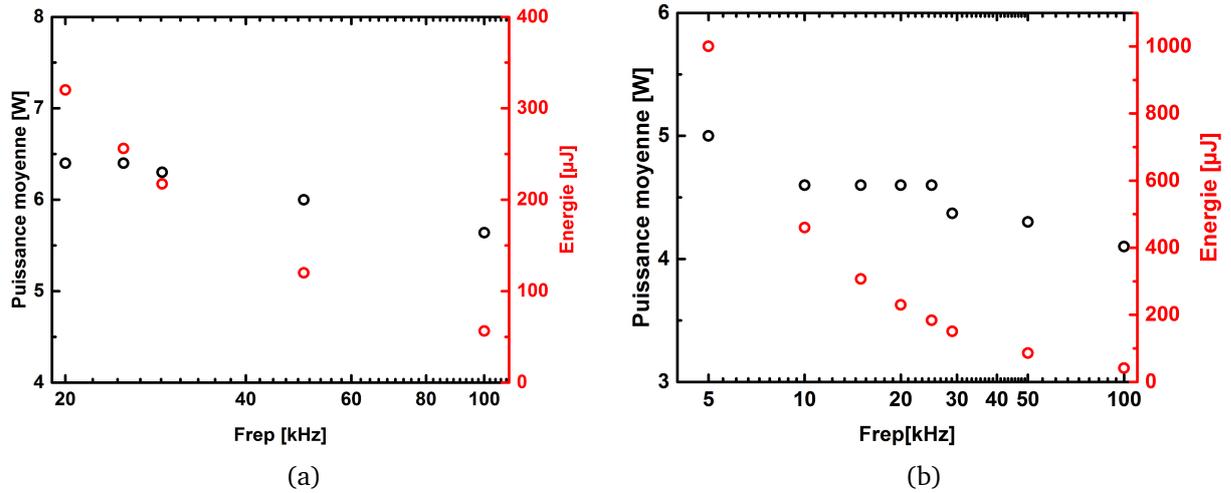


FIGURE 5.42 – Évolution de la puissance extraite en fonction de la cadence : (a) puissance maximale extraite avec un spectre de 5 nm (FWHM), (b) Puissance extraite lorsque le spectre amplifié atteint 19 nm (FWHM).

égale à 1.3% et ne diffère pas sensiblement de la stabilité RMS de l'oscillateur.

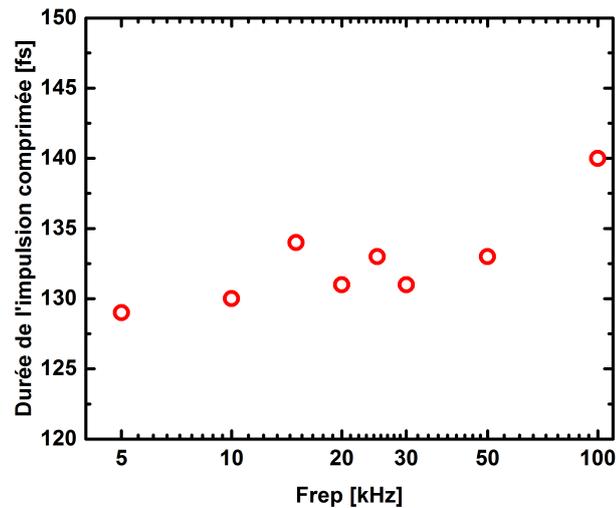


FIGURE 5.43 – Durées mesurées en sortie de compresseur à différentes cadences de fonctionnement pour la configuration spectre large et une puissance de 27 W de pompe.

Pour chaque fréquence de répétition, nous avons mesuré la durée des impulsions en sortie du compresseur en ajustant légèrement l'écartement entre les réseaux du compresseur. Quelle que soit la fréquence de répétition comprise entre 5 et 100 kHz, la puissance délivrée par la cavité régénérative lorsque la largeur spectrale des impulsions amplifiées est voisine de 19.5 nm reste élevée et comprise entre 5 W et 4.1 W (100 kHz). Concernant la durée des impulsions mesurée par SHG-FROG, elle reste inchangée et proche de 130 fs (FWHM) pour des cadences comprises entre 5 et 50 kHz. Seule la mesure effectuée à 100 kHz s'écarte sensiblement de cette valeur et est attribuée à une légère modification non voulue de l'angle d'incidence dans l'étireur le jour de

la mesure (cf. figure 5.43). La durée minimale de 129 fs est obtenue pour la cadence de 5 kHz et permet d'atteindre une puissance crête de 70 GW.

Au cours de la section 5.3.2.3, nous avons montré que le spectre injecté pouvait influencer les performances de l'amplificateur. A l'aide d'un dispositif de mise en forme spectrale, nous allons étudier l'intérêt d'un façonnage spectral des impulsions injectées sur l'énergie et la durée des impulsions amplifiées.

5.4.5 Façonnage spectral des impulsions injectées

5.4.5.1 Principe et mise en oeuvre

Le rétrécissement spectral par le gain, est l'une des principales causes de l'allongement de la durée des impulsions après leur amplification (cf. figure 5.44a). Pour contrebalancer cet effet, la modulation de l'amplitude spectrale de l'impulsion injectée a montré son efficacité (cf. figure 5.44b). D'abord utilisée dans les chaînes Titane :saphir [137], cette technique est maintenant répandue dans les chaînes à base de matériaux dopés ytterbium. Parmi les différents produits commerciaux permettant le façonnage spectral d'impulsion femtoseconde, nous avons fait le choix d'un filtre acousto-optique dispersif programmable (AOPDF) de la société Fastlite connu sous la référence produit Dazzler.

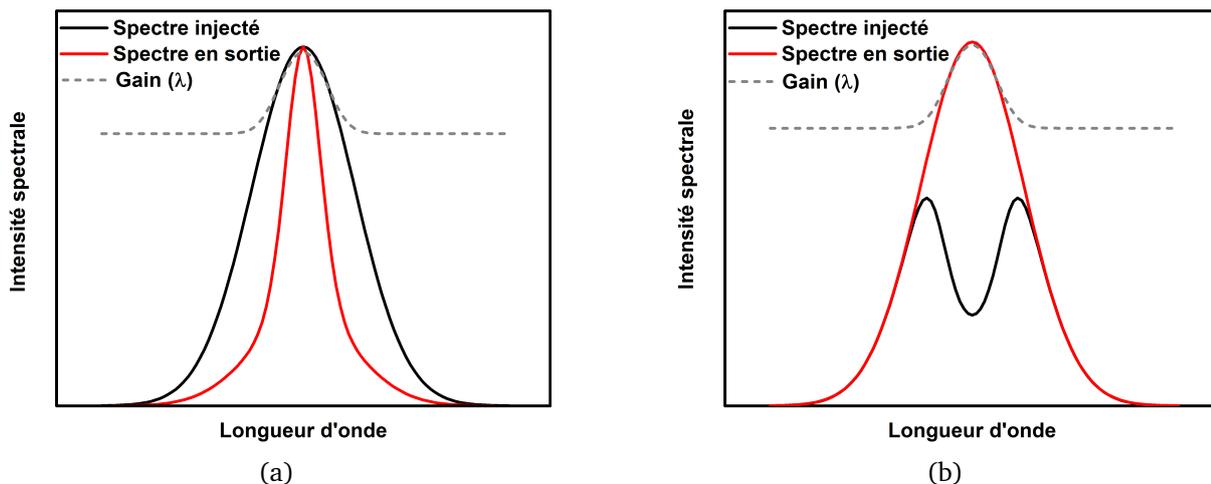


FIGURE 5.44 – Graphes schématiques de l'effet du rétrécissement spectral par le gain et de l'intérêt du façonnage spectral de l'impulsion injectée dans l'amplificateur : (a) rétrécissement spectral par le gain, (b) façonnage spectral de l'impulsion injectée adapté à la forme du gain de l'amplificateur.

Le principe de fonctionnement du Dazzler est illustré par la figure 5.45.

L'idée principale sur laquelle s'appuie le dispositif Dazzler est basée sur le couplage d'une impulsion polychromatique optique avec une onde polychromatique acoustique. L'onde acoustique modulée en fréquence et en amplitude se propageant dans un matériau biréfringent, agit comme un réseau sur l'impulsion lumineuse. En encodant un retard et une amplitude pour chaque composante fréquentielle de l'onde acoustique, il devient possible de contrôler la phase et l'amplitude spectrale de l'impulsion optique diffractée.

Dans notre étude, la phase résiduelle de nos impulsions amplifiées étant négligeable, nous

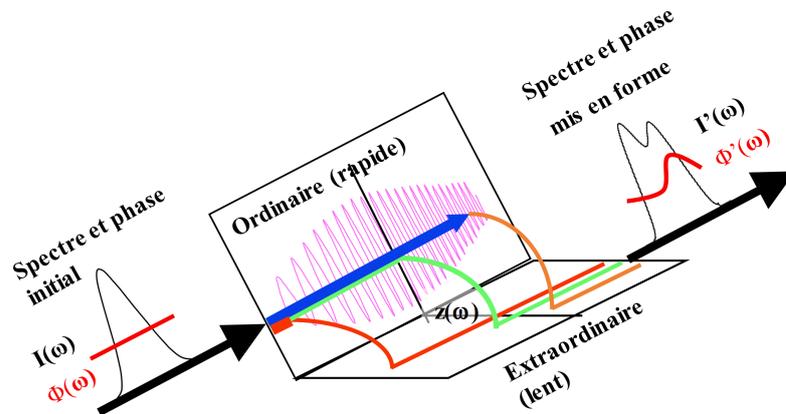


FIGURE 5.45 – Principe de fonctionnement du Dazzler

nous sommes concentrés sur l'utilisation du Dazzler comme modulateur de l'amplitude spectrale des impulsions injectées dans la cavité. Le Dazzler est inséré entre la sortie de l'étireur et l'entrée de la cavité régénérative (cf. figure 5.46) et ne pourra être utilisé que pour des cadences d'amplification inférieures ou égales à 30 kHz.

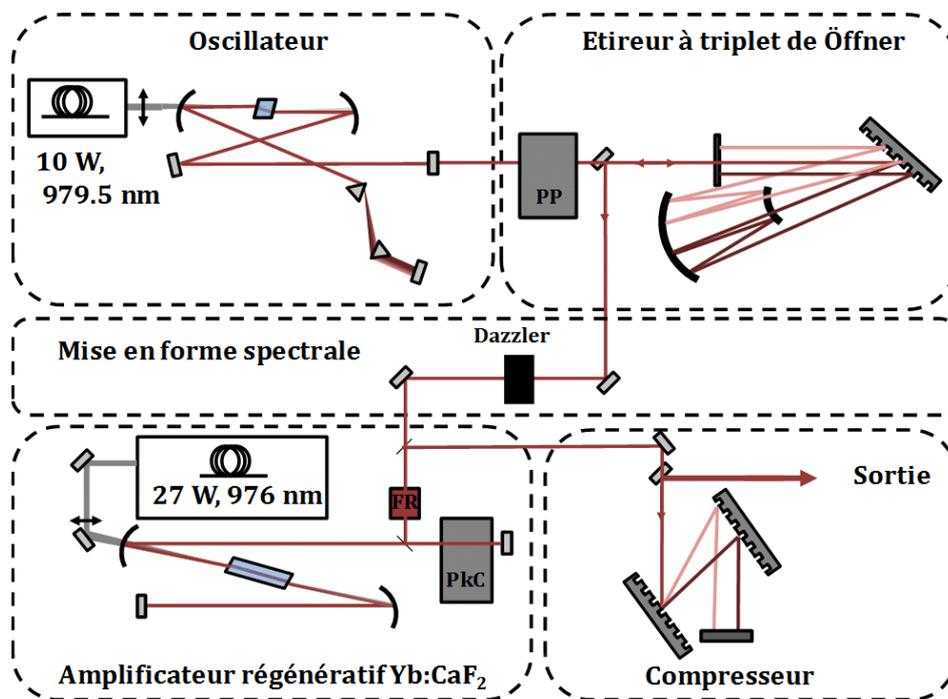


FIGURE 5.46 – Vue schématique du système CPA à base d'Yb : CaF₂ avec une mise en forme spectrale des impulsions injectées dans la cavité régénérative. PP : sélecteur d'impulsion, PcK : cellule de Pockels, FR : rotateur de Faraday.

5.4.5.2 Résultats expérimentaux

En l'absence d'une modulation d'amplitude et de phase, l'efficacité de diffraction du Dazzler est comprise entre 40% et 30% suivant le taux de répétition compris entre 1 et 30 kHz. Lorsque nous appliquons une modulation d'amplitude telle que présentée sur la figure 5.47a, l'énergie des impulsions injectées dans la cavité régénérative est réduite à quelques centaines de picojoules. Ce niveau d'énergie reste tout à fait confortable pour l'injection dans une cavité régénérative et ceci grâce à la forte puissance moyenne (énergie par impulsion) de l'oscillateur développé au cours de ces travaux. Dans un premier temps, nous avons cherché à éliminer la modulation en forme de M du spectre amplifié. Après quelques itérations sur la forme du filtre appliquée, il est possible d'obtenir un spectre amplifié de forme super-gaussienne comme on peut le voir sur la figure 5.47b tout en gardant une largeur spectrale voisine de 20 nm (FWHM). Cette transformation spectrale est obtenue en injectant le spectre présenté en rouge sur la figure 5.47a. Moyennant

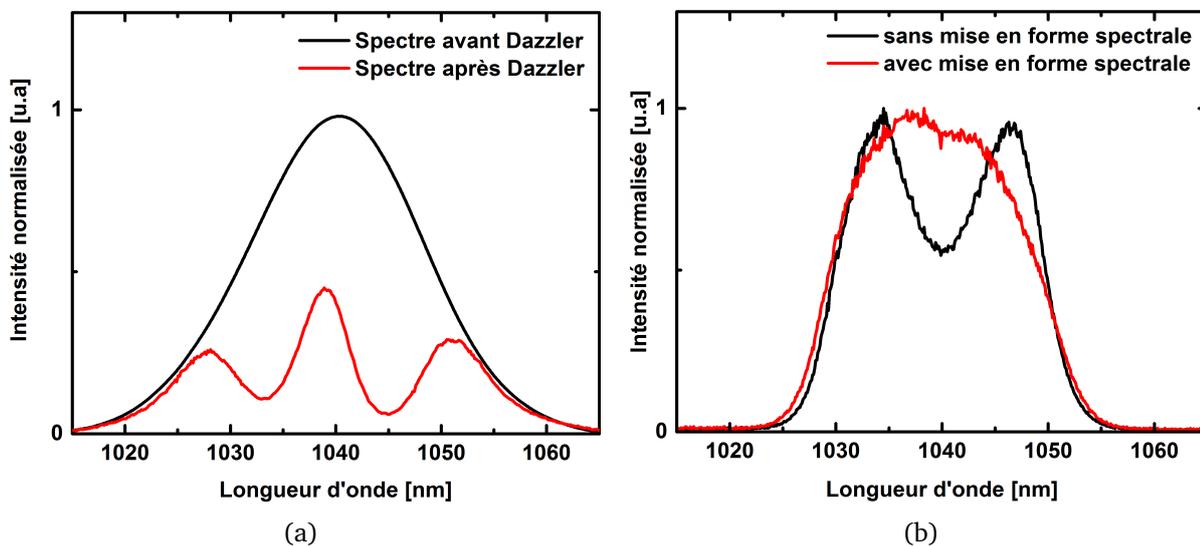


FIGURE 5.47 – Façonnage spectral de l'impulsion injectée : (a) spectre injecté avant mise en forme (courbe noire) et après optimisation du filtre spectral (courbe rouge), (b) spectre amplifié à 30 kHz sans modulation (courbe noire) et avec modulation du spectre injecté dans la cavité régénérative.

quelques allers-retours supplémentaires dans la cavité, la puissance extraite lorsque le spectre amplifié est de forme super-gaussien est identique à celle reportée sur la figure 5.42b. De ces mesures, nous démontrons que la modulation spectrale de l'impulsion injectée permet de lisser totalement les variations du gain spectral effectif de l'Yb : CaF₂. Cependant quelle que soit la modulation envisagée, il n'est pas possible de modifier significativement la raideur des flancs du spectre amplifié ni d'accroître sa largeur. Aux longueurs d'onde extrêmes de 1030 et 1050 nm, les variations du gain effectif de l'Yb : CaF₂ sont trop importantes. Seule une modulation des pertes spectrales intra-cavité pourrait permettre un élargissement substantiel du spectre amplifié mais au sacrifice de la puissance délivrée et du rendement de la cavité. Dans les conditions d'injection permettant l'obtention d'un spectre amplifié de forme super-gaussienne, aucune réduction significative de la durée des impulsions n'a été observée comme nous l'avons constaté

au travers des mesures réalisées (cf. Figure 5.48b) et confirmé par la transformée de Fourier des spectres expérimentaux (cf. Figure 5.48a). Notons tout de même, une légère amélioration du contraste temporel lorsque le spectre injecté est façonné.

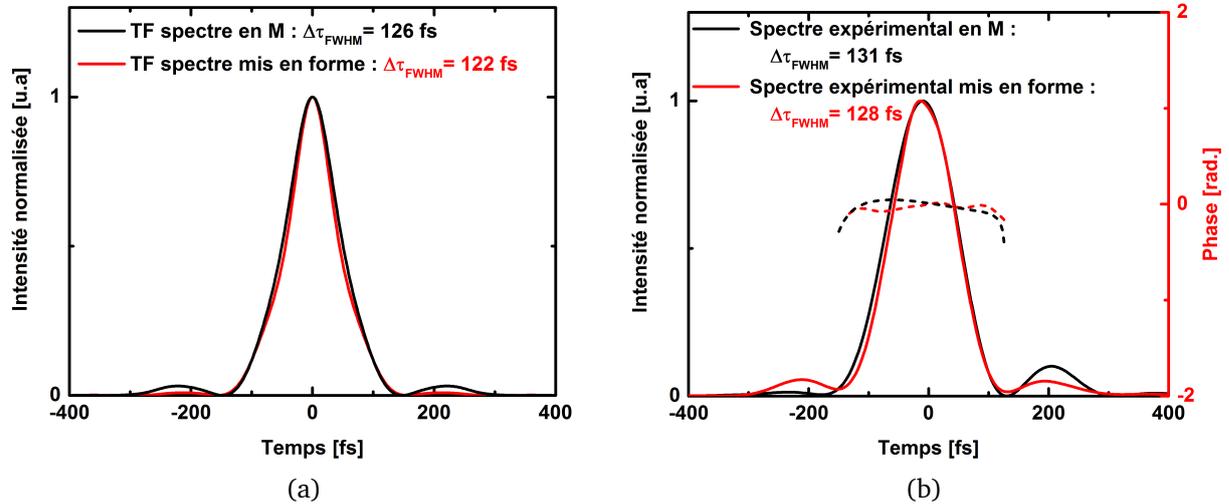


FIGURE 5.48 – Profils temporels des impulsions délivrées à 30 kHz avec et sans modulation spectrale des impulsions injectées dans la cavité régénérative : (a) transformée de Fourier correspondant au spectre en M (courbe noire) et au spectre supergaussien (courbe rouge), (b) profils temporels de l'impulsion mesurés par SHG-FROG sans mise en forme (courbe noire) et avec mise en forme (courbe rouge) du spectre des impulsions injectées.

Lors de l'étude en cadence présentée dans le paragraphe 5.4.4.3, nous avons noté que le point de fonctionnement maximisant la largeur spectrale amplifiée était obtenu pour un temps d'amplification particulier et très souvent inférieur au temps maximisant la puissance extraite ou l'apparition du régime multi-périodique. L'idée ici, est de faire coïncider le plus possible les deux points de fonctionnement, spectre large et puissance maximale.

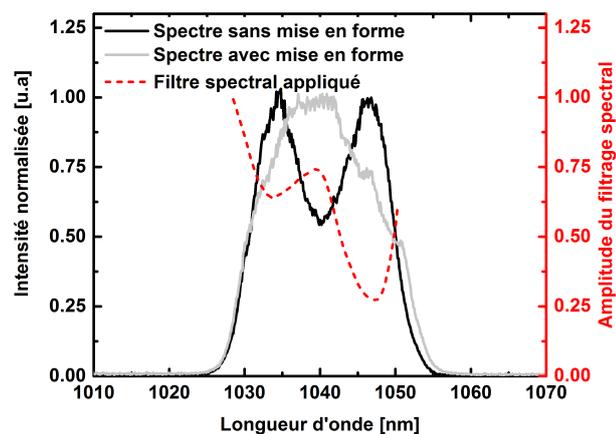


FIGURE 5.49 – Spectre caractéristique obtenu (courbe grise) lorsque le filtre spectral est appliqué à 5 kHz (courbe rouge).

Après quelques itérations, la forme optimale du filtre appliquée garantissant un large spectre

amplifié et un accroissement du temps de création est présentée sur la figure 5.49 (courbe rouge) avec un spectre amplifié typique obtenu avec lorsque le filtre est appliqué (courbe grise). Pour toutes les cadences de fonctionnement comprises entre 5 et 30 kHz, nous avons mesuré l'accroissement de la puissance délivrée lorsque le même filtre était appliqué (cf. Figure 5.50).

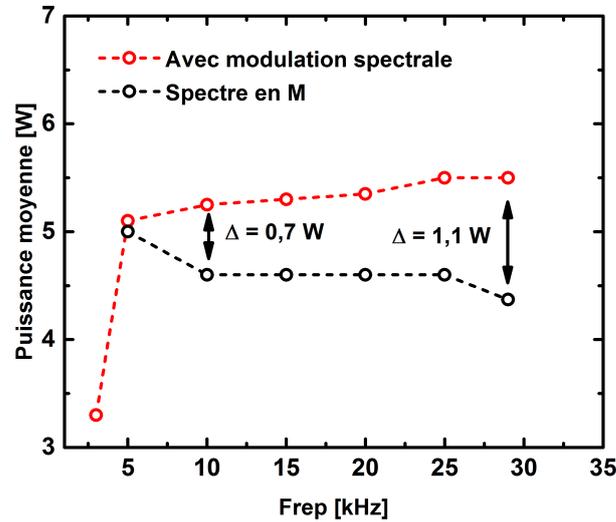


FIGURE 5.50 – Comparaison de la puissance moyenne en sortie d'amplificateur entre la configuration avec modulation du spectre injecté (courbe rouge) et sans modulation (courbe noire)

A 5 kHz, le plus large spectre était déjà obtenu pour l'énergie la plus importante et la modulation spectrale de l'impulsion injectée dans la cavité ne permet donc pas une augmentation significative de la puissance délivrée. En revanche pour des cadences comprises entre 10 et 30 kHz, une injection privilégiant les courtes longueurs d'onde permet une nette amélioration de la puissance délivrée tout en maintenant une large bande spectrale amplifiée proche de 20 nm (FWHM). Ainsi à 10 kHz, le gain en puissance amplifié lors de l'application du filtre est de 0.7 watts et de 1.1 watts à 30 kHz. C'est d'ailleurs à cette cadence de 30 kHz que la puissance moyenne délivrée par la cavité régénérative est la plus élevée atteignant 5.5 watts. Sans aucune modification sur la durée des impulsions recomprimées, la modulation du spectre injecté permet d'accroître l'efficacité de la cavité régénérative de 16.3% à plus de 20.3% lorsqu'elle fonctionne à 30 kHz. A la cadence de 3 kHz, la mise en forme spectrale favorisant cette fois-ci l'injection des grandes longueurs d'ondes permet d'obtenir une largeur spectrale des impulsions amplifiées de 20 nm tout en conservant un régime d'amplification stable. Grâce à la mise en forme spectrale des impulsions injectées, une énergie de 1.1 mJ est atteinte à la cadence de 3 kHz.

5.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons détaillé de la façon la plus exhaustive possible, les différentes étapes nécessaires à la conception d'une cavité régénérative Yb : CaF₂ fonctionnant en régime d'amplification à dérive de fréquence. La modélisation numérique de l'amplificateur régénératif utilisant un cristal Yb : CaF₂ en pompage à haute brillance nous a permis de prendre en compte dans notre conception, la dynamique d'amplification en pompage continu et en par-

ticulier de souligner les limitations en termes de puissance extraite par l'apparition de régime d'amplification multi-périodique mais également de la largeur spectrale de l'impulsion amplifiée lorsque les taux d'inversion dans l'Yb : CaF₂ ne sont pas en adéquation avec une gain effectif spectralement plat. Pour une intensité de pompage disponible, les paramètres optimaux que sont la longueur et le dopage du cristal ont ainsi pu être définis grâce à cette modélisation en cherchant avant tout à produire les impulsions les plus brèves possibles sans sacrifier le rendement de l'amplificateur régénératif. Enfin, la compréhension du comportement de l'amplificateur nous a permis de tirer avantage de l'utilisation d'une pompe haute brillance pour la réalisation d'un amplificateur régénératif Yb : CaF₂ capable de fonctionner efficacement sur une large plage de cadence de répétition tout en conservant une bande amplifiée importante. Ainsi, nous avons démontré pour la première fois à notre connaissance, un amplificateur régénératif Yb : CaF₂ délivrant des impulsions de 130 fs à une puissance moyenne supérieure à 4.3 watts lorsque la cadence de fonctionnement est comprise entre 5 kHz et 50 kHz. Une énergie maximale de 1 mJ a été mesurée à 5 kHz portant la puissance crête de l'impulsion à 7 GW après compression. La brièveté des impulsions amplifiées, proche de la transformée de Fourier des spectres expérimentaux, a pu être obtenu par la prise en compte de la dispersion introduite dans l'amplificateur et par la mise en place d'un couple étireur-compresseur mixte. Enfin, nous avons montré que le façonnage du spectre injecté dans la cavité permettait l'augmentation de la puissance moyenne délivrée tout en conservant la brièveté des impulsions comprimées à la sortie du système laser. Ainsi, la puissance moyenne délivrée avec des impulsions de 130 fs est maximale et atteint 5.5 watts à la fréquence de 30 kHz portant le rendement optique de l'amplificateur à 20.3%. A des cadences de répétition supérieures à 10 kHz, la puissance délivrée du système pourrait être augmentée en utilisant, après la cavité régénérative, l'amplificateur booster présenté dans le chapitre 4 de ce manuscrit. Au-delà de 10 kHz, la puissance disponible pour injecter l'amplificateur booster et la taille des faisceaux optimisant ses performances sont parfaitement compatibles avec le seuil d'endommagement de l'Yb : CaF₂. Moyennant l'ajout de cet amplificateur Yb : CaF₂ booster simple passage pompé par un laser fibré de 40 watts, la puissance délivrée par ce nouveau système pourrait atteindre 20 watts tout en conservant une durée d'impulsion en sortie du compresseur de 130 fs. A 20 kHz, ce nouveau système délivrerait des impulsions de 1 mJ - 130 fs, paramètres idéaux pour des expériences pompe-sonde de femtochimie utilisant des NOPA ou pour la post-compression temporelle d'impulsions dans des capillaires remplis de gaz afin de produire des impulsions de quelques cycles optiques pour des expériences d'attophysiques.

Conclusion générale

L'amélioration de la puissance moyenne des sources lasers femtosecondes dans le but de répondre à un panel d'applications scientifiques et industrielles toujours plus large, passe par une bonne gestion des effets thermomécaniques. Grâce à leurs faibles défauts quantiques, le dépôt de chaleur induit par le pompage dans les matériaux dopés ytterbium est minimisé. Ainsi, depuis plusieurs années, les stratégies utilisées reposent sur une mise en forme du milieu amplificateur pour favoriser l'échange thermique entre le système de refroidissement en contact avec la surface du matériau. Aujourd'hui, la mise en forme du matériau amplificateur sous forme de disque mince, de pavé ou de fibre permet d'obtenir en régime impulsionnel des puissances moyennes de plusieurs centaines de watts au prix d'une complexité accrue et/ou d'une limitation en énergie. Dans ce contexte, quelques propositions alternatives et originales ont été explorées. L'utilisation de fibres cristallines permet à la fois de combiner l'avantage de l'amplification dans des cristaux (taille de faisceau et bonne conductivité thermique) tout en conservant un guidage de la puissance de pompe le long du barreau refroidi. La principale limitation de ces systèmes laser-solides réside pour le moment dans l'indisponibilité de matériaux à large bande d'amplification limitant la durée des impulsions amplifiées à plusieurs centaines de femtosecondes.

Durant mes travaux de thèse menés au sein du laboratoire CELIA, nous avons étudié une solution alternative et complémentaire basée sur l'utilisation d'une pompe à haute brillance pour la réalisation de sources femtosecondes très brèves à haute cadence dans les matériaux ytterbium à large bande que sont l'Yb : CaF₂ et l'Yb : CALGO. Par la possibilité de maintenir une intensité de pompage importante sur des longueurs inaccessibles par une diode de pompe conventionnelle, le dispositif à haute brillance donne accès à des gains par passages importants tout en répartissant la charge thermique sur la longueur d'un matériau amplificateur allongé.

Basés sur les travaux menés au CELIA depuis 2008, la démonstration d'une émission monomode à 976 nm à partir d'une fibre dopée ytterbium pompée à 915 nm a été possible grâce à l'utilisation de fibres dopées ytterbium possédant un faible rapport entre la surface de sa gaine et celle de son coeur. Ainsi plusieurs sources monomodes ont été réalisées et caractérisées au cours de cette thèse en vue de leur utilisation comme source de pompage de matériaux massifs dopés ytterbium. Nous avons montré que, même s'il est possible d'atteindre une puissance approchant 70 watts avec une qualité de faisceau remarquable ($M^2 < 1.2$), l'absorption induite par le photonoircissement limite à 40 W la puissance disponible en sortie de nos dispositifs.

En exploitant les particularités de ces sources laser fibrées au pompage longitudinal de matériaux amplificateurs large bande, notre étude s'est portée naturellement sur deux axes principaux : la génération et l'amplification d'impulsions femtosecondes très brèves.

Pour mettre en évidence l'apport du pompage forte brillance dans la génération d'impulsions

femtosecondes, plusieurs oscillateurs basés sur le blocage de mode par effet Kerr ont été conçus. Cette méthode de blocage de mode en phase permet de tirer parti au maximum de la largeur spectrale d'amplification des matériaux utilisés tout en favorisant la puissance moyenne de sortie lorsque la discrimination entre régime continu et impulsionnel s'effectue par le canal de gain. Cependant, cette technique requiert une excellente qualité spatiale du faisceau de pompe. L'accroissement de la brillance de la pompe utilisée au cours de ces travaux de thèse a permis d'améliorer les performances de notre oscillateur Yb : CaF₂ en réduisant la durée des impulsions générées de 68 fs à 48 fs pour des puissances moyennes respectives de 2.3 W et 2.7 W. Ces résultats sont d'autant plus remarquables que l'Yb : CaF₂ est un matériau difficile à utiliser dans un oscillateur à blocage de mode par effet Kerr du fait de son faible indice non linéaire et de sa longue durée de fluorescence. La bonne compréhension des phénomènes physiques intervenant au cours du processus de génération de l'impulsion a permis d'adapter l'architecture de l'oscillateur Yb : CaF₂ à celle de l'Yb : CALGO. Comparativement à l'Yb : CaF₂, le cristal d'Yb : CALGO possède un indice non linéaire cinq fois plus élevé et sa bande d'amplification est légèrement plus large est surtout exempt de modulation. Ainsi, par l'optimisation des paramètres que sont la dispersion intracavité et les pertes de l'oscillateur, nous sommes parvenus à obtenir un régime solitonique avec des impulsions sub-40 fs à une puissance moyenne de 1 Watt. À de telles durées, les anomalies de dispersion des miroirs dichroïques sont une limitation de la brièveté des impulsions produites. Par la réduction du coupleur de sortie de l'oscillateur induisant un déplacement de la bande spectrale d'amplification vers les grandes longueurs d'onde ; région où la GDD intracavité est plate, nous avons démontré dans l'Yb : CALGO la production d'impulsions de 32 fs à la puissance moyenne de 90 mW. Cette durée constitue un record de brièveté dans les matériaux dopés ytterbium. Enfin, la dernière partie de ce chapitre, plus exploratoire, nous aura permis de mettre en évidence la génération d'impulsions en régime de dispersion positive (CPO). En régime CPO, la limitation en énergie-durée du régime solitonique est repoussé. Ainsi, à la puissance moyenne de 4.5 W en sortie d'un oscillateur Yb : CALGO, des impulsions comprimées de 91 fs et de 45 nJ ont été obtenues. Ce résultat représente également la première démonstration en régime de dispersion positive de la génération d'impulsions sub-100 fs dans des cristaux dopés ytterbium. La réduction de la cadence de l'oscillateur par l'allongement de la cavité devrait permettre d'atteindre une énergie par impulsion proche du microjoule.

Au cours des chapitres suivants, nous avons présenté les études menées durant ma thèse sur l'amplification d'impulsions femtosecondes en configuration de pompage haute brillance. Ainsi le chapitre 4 traite de la réalisation d'un amplificateur booster Yb : CaF₂ fonctionnant à très haute cadence (> 10 MHz) et permettant l'amplification directe sans étirement temporel d'impulsions issues d'un oscillateur femtoseconde. Grâce aux études préliminaires réalisées en régime petit signal, nous avons pu valider notre modèle numérique décrivant l'amplification basée sur un pompage haute brillance. Ces premiers résultats nous ont également permis de mettre en évidence l'influence de l'orientation cristalline de l'Yb : CaF₂ sur les effets de biréfringence induite thermiquement. Nous avons montré expérimentalement qu'une orientation [111] du réseau cristallin de l'Yb : CaF₂ permet une forte réduction de la dépolarisation induite par le pompage. En combinant l'utilisation de cristaux longs (> 25 mm) dopés à 4.5 % avec une forte focalisation du faisceau de pompe, nous avons démontré une amplification efficace d'impulsions de 361 fs. Un gain de 4.8 et une efficacité de 39 % ont été obtenus faisant passer la puissance

moyenne incidente du signal de 4.2 à 20 W et l'énergie par impulsion de 420 nJ à 2 microjoules. La bande spectrale d'amplification de l'Yb : CaF₂ étant suffisamment large, un dispositif analogue a été étudié pour amplifier à la cadence de 96 MHz et à la puissance moyenne de 2.9 W un train d'impulsion sub-100 fs. Dans ces conditions, un gain de 5.5 a été obtenu portant la puissance amplifiée à 16.5 watts. Aucun effet non linéaire n'a été observé malgré l'absence de dispositif d'éirement temporel. Enfin, l'absence de rétrécissement spectral par le gain nous a permis de conserver la durée initiale des impulsions de 70 fs. Ces expériences ouvrent la voie à des amplificateurs de plus forte puissance moyennant le développement de sources laser fibrées à 980 nm de plus forte brillance.

Enfin, au cours du dernier chapitre, l'étude et la réalisation d'un amplificateur régénératif Yb : CaF₂ à dérive de fréquence ont permis l'obtention d'impulsions femtosecondes énergétiques à haut taux de répétition (3 kHz-100 kHz). Grâce à une modélisation fine d'un amplificateur basé sur l'utilisation de cristaux longs est faiblement dopés, nous avons pu mettre en évidence les phénomènes physiques limitant la stabilité tir à tir de l'énergie des impulsions amplifiées est définir les conditions d'inversion de population propices au maintien d'une large bande spectrale d'amplification. Ces conditions d'inversion de population dans l'Yb : CaF₂ optimisant le fonctionnement de l'amplificateur régénératif ont pu être obtenues en pompage haute brillance sur une large plage de cadence comprise entre 5 et 100 kHz moyennant un choix judicieux des paramètres longueur/dopage du cristal. Afin de garantir une recompression temporelle optimale des impulsions étirées, une configuration étireur-compresseur avec des réseaux de densités différentes a été privilégiée afin de compenser la dispersion introduite par les composants optiques de la cavité régénérative. Ainsi, des impulsions de 130 fs ont pu être délivrées en sortie de l'amplificateur sur toute la plage des cadences étudiées. Une énergie maximale de 1 mJ a été mesurée à 5 kHz portant la puissance crête après compression (efficacité du compresseur : 90%) à 7 GW. Pour des cadences de répétition supérieures à 10 kHz, l'amplificateur délivre une puissance moyenne avoisinant 4.5 W. Nous avons également étudié le façonnage du spectre injecté afin de compenser le rétrécissement par le gain occasionné par l'amplificateur. Cette étude n'a pas donné de résultats probants sur la réduction de la durée des impulsions amplifiées. Cependant, un accroissement de la puissance moyenne a été obtenu tout en maintenant un large spectre amplifié pour des cadences comprises entre 10 et 30 kHz. Ainsi une efficacité d'amplification de plus de 20% a été mesurée avec des impulsions voisines de 130 fs. Nous avons démontré, à notre connaissance, le premier amplificateur régénératif ytterbium à température ambiante délivrant des impulsions énergétiques à 5 kHz (> 1 mJ) avec une durée de 130 fs.

Que cela concerne la génération ou l'amplification d'impulsions femtosecondes, le dispositif de pompage haute brillance nous a permis de démontrer des performances en termes de brièveté/puissance moyenne de tout premier plan. Le développement en cours au laboratoire CELIA pour augmenter la puissance moyenne des sources laser fibrées émettant à 980 nm devrait permettre la réalisation d'un amplificateur booster de haute cadence (> 10 kHz) capable d'accroître la puissance et l'énergie en sortie de la cavité régénérative. Au vu des résultats obtenus sur l'amplification MHz, une source laser fibrée de 100 watts utilisée dans un booster Yb : CaF₂ permettrait la réalisation d'une source laser 30 W-130 fs capable de fonctionner à des cadences allant de 10 à 100 kHz.

Bibliographie

- [1] M. ABDU AHMED, J.-P. NEGEL, S. PIEHLER, A. VOSS, B. WEICHELT, K. WENSTCH, B. DANNECKER, A. LOESCHER, J.-H. WOLTER, M. ECKERLE et T. GRAF : Recent Progress in Thin-disk Lasers Based on Various Yb-doped Materials. p. AM2A.1., OSA,, 2014,.
- [2] A. AGNESI, A. GREBORIO, F. PIRZIO, G. REALI, J. Aus der AU et A. GUANDALINI : 40-fs $\text{Yb}^{3+}:\text{CaGdAlO}_4$ laser pumped by a single-mode 350-mW laser diode. *Opt. Express*, 20,(9.):10077–10082,, 2012,.
- [3] G. AGRAWAL : *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press,, jan. 2001,. Google-Books-ID : R7kVHnHgGBQC,.
- [4] V. BAGNOUD : *Etude et réalisation d'une chaîne laser femtoseconde kilohertz térawatt : étude de l'accord de phase spectrale, amplification de puissance en présence de charge thermique*. Bordeaux 1,, jan. 1999,.
- [5] S. BANERJEE, K. ERTEL, P. D. MASON, P. J. PHILLIPS, M. SIEBOLD, M. LOESER, C. HERNANDEZ-GOMEZ et J. L. COLLIER : High-efficiency 10 J diode pumped cryogenic gas cooled Yb :YAG multislabs amplifier. *Optics Letters*, 37,(12.):2175,, juin 2012,.
- [6] S. BORDAIS : *Etude des amplificateurs et lasers $1\ \mu\text{m}$ de forte puissance à base de fibre double gaine dopée Ytterbium*. phdthesis,, Université Rennes 1, juin 2002,.
- [7] J. BOUDEILE : *Développement de nouvelles sources laser femtosecondes à base de cristaux dopés ytterbium et pompés par diode laser*. phdthesis,, Université Paris Sud - Paris XI, nov. 2008,.
- [8] J. BOULLET, Y. ZAOUTER, R. DESMARCHELIER, M. CAZAUX, F. SALIN, J. SABY, R. BELLODOUA et E. CORMIER : High power ytterbium-doped rod-type three-level photonic crystal fiber laser. *Opt Express*, 16,(22.):17891–17902,, oct. 2008,.
- [9] T. BRABEC, P. F. CURLEY, C. SPIELMANN, E. WINTNER et A. J. SCHMIDT : Hard-aperture Kerr-lens mode locking. *Journal of the Optical Society of America B*, 10,(6.):1029–1034,, 1993,.
- [10] T. BRABEC et F. KRAUSZ : Intense few-cycle laser fields : Frontiers of nonlinear optics. *Reviews of Modern Physics*, 72,(2.):545–591,, 2000,.
- [11] T. BRABEC, C. SPIELMANN, P. F. CURLEY et F. KRAUSZ : Kerr lens mode locking. *Opt. Lett.*, 17,(18.):1292–1294,, sept. 1992,.
- [12] J. BRONS, V. PERVAK, E. FEDULOVA, D. BAUER, D. SUTTER, V. KALASHNIKOV, A. APOLONSKIY, O. PRONIN et F. KRAUSZ : Energy scaling of Kerr-lens mode-locked thin-disk oscillators. *Optics Letters*, 39,(22.):6442–6445,, nov. 2014,.

- [13] D. C. BROWN, R. L. CONE, Y. SUN et R. W. EQUALL : Yb :YAG absorption at ambient and cryogenic temperatures. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 11,(3):604–612,, 2005,.
- [14] P. CAMY, J. L. DOUALAN, A. BENAYAD, M. v. EDLINGER, V. MÉNARD et R. MONCORGÉ : Comparative spectroscopic and laser properties of Yb³⁺ doped CaF₂, SrF₂ and BaF₂ single crystals. *Appl. Phys. B*, 89,(4):539–542,, oct. 2007,.
- [15] E. CARACCILO, M. KEMNITZER, A. GUANDALINI, F. PIRZIO, A. AGNESI et J. Aus der AU : High pulse energy multiwatt Yb :CaAlGdO₄ and Yb :CaF₂ regenerative amplifiers. *Opt. Express*, 22,(17):19912–19918,, 2014,.
- [16] G. CERULLO, S. D. SILVESTRI, V. MAGNI et L. PALLARO : Resonators for Kerr-lens mode-locked femtosecond Ti :sapphire lasers. *Optics Letters*, 19,(11):807–809,, juin 1994,.
- [17] S. CHENAIS : *Nouveaux matériaux laser dopés à l'ytterbium : performances en pompe par diode et étude des effets thermiques*. phdthesis,, Université Paris Sud - Paris XI, déc. 2002,.
- [18] G. CHERIAUX, B. WALKER, L. F. DIMAURO, P. ROUSSEAU, F. SALIN et J. P. CHAMBARET : Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification,. *Optics Letters*, 21,(6):414–416,, mars 1996,.
- [19] J. L. A. CHILLA, S. D. BUTTERWORTH, A. ZEITSCHER, J. P. CHARLES, A. L. CAPRARA, M. K. REED et L. SPINELLI : High-power optically pumped semiconductor lasers,. vol. 5332,, p. 143–150,, 2004,.
- [20] S. H. CHO, F. X. KÄRTNER, U. MORGNER, E. P. IPPEN, J. G. FUJIMOTO, J. E. CUNNINGHAM et W. H. KNOX : Generation of 90-nJ pulses with a 4-MHz repetition-rate Kerr-lens mode-locked Ti :Al₂O₃ laser operating with net positive and negative intracavity dispersion. *Optics Letters*, 26,(8):560–562,, avr. 2001,.
- [21] P. B. CORKUM, N. H. BURNETT et M. Y. IVANOV : Subfemtosecond pulses,. *Optics Letters*, 19,(22):1870–1872,, nov. 1994,.
- [22] A. COUSINS : Temperature and thermal stress scaling in finite-length end-pumped laser rods,. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 28,(4):1057–1069,, 1992,.
- [23] B. DANNECKER, X. DÉLEN, K. S. WENTSCH, B. WEICHEL, C. HÖNNINGER, A. VOSS, M. A. AHMED et T. GRAF : Passively mode-locked Yb :CaF₂ thin-disk laser. *Optics Express*, 22,(19):22278,, sept. 2014,.
- [24] X. DELEN : *Amplificateurs laser à cristaux massifs pompés par diode : fibres cristallines Yb : YAG et cristaux Nd : YVO4*. phdthesis,, Institut d'Optique Graduate School,, déc. 2013,.
- [25] X. DÉLEN, S. PIEHLER, J. DIDIERJEAN, N. AUBRY, A. VOSS, M. A. AHMED, T. GRAF, F. BALEMBOIS et P. GEORGES : 250 W single-crystal fiber Yb :YAG laser. *Optics Letters*, 37,(14):2898,, juil. 2012,.
- [26] X. DÉLEN, Y. ZAOUTER, I. MARTIAL, N. AUBRY, J. DIDIERJEAN, C. HÖNNINGER, E. MOTTAY, F. BALEMBOIS et P. GEORGES : Yb :YAG single crystal fiber power amplifier for femtosecond sources. *Optics Letters*, 38,(2):109–111,, jan. 2013,.
- [27] D. DESCAMPS : *Developpement d'une chaine laser ti : saphir - nd : verres capable de delivrer une puissance de 200 tw et etude d'un amplificateur a verres dopes au neodyme pompe par laser*,. Paris 6,, jan. 1997,.

- [28] S. DIDDAMS et J.-C. DIELS : Dispersion measurements with white-light interferometry. *JOSA B*, 13,(6):1120–1129,, juin 1996,.
- [29] J. DIDIERJEAN, M. CASTAING, F. BALEMBOIS, P. GEORGES, D. PERRODIN, J. M. FOURMIGUÉ, K. LEBBOU, A. BRENIER et O. TILLEMENT : High-power laser with Nd :YAG single-crystal fiber grown by the micro-pulling-down technique. *Optics Letters*,, 31,(23):3468,, 2006,.
- [30] A. DIEBOLD, F. EMAURY, C. SCHRIBER, M. GOLLING, C. J. SARACENO, T. SÜDMEYER et U. KELLER : SESAM mode-locked Yb :CaGdAlO₄ thin disk laser with 62 fs pulse generation. *Opt. Lett.*,, 38,(19):3842–3845,, oct. 2013,.
- [31] M. DIGONNET, C. GAETA et H. SHAW : 1.064- and 1.32- μm Nd :YAG single crystal fiber lasers. *Journal of Lightwave Technology*,, 4,(4):454–460,, 1986,.
- [32] J. M. DOWDEN : *The Mathematics of Thermal Modeling : An Introduction to the Theory of Laser Material Processing*. Chapman and Hall/CRC,, Boca Raton,, 1 edition, éd'n, mai 2001,.
- [33] F. DRUON, S. RICAUD, D. N. PAPADOPOULOS, A. PELLEGRINA, P. CAMY, J. L. DOUALAN, R. MONCORGÉ, A. COURJAUD, E. MOTTAY et P. GEORGES : On Yb :CaF₂ and Yb :SrF₂ : review of spectroscopic and thermal properties and their impact on femtosecond and high power laser performance [Invited]. *Optical Materials Express*,, 1,(3):489,, juil. 2011,.
- [34] F. P. DRUON, S. RICAUD, A. JAFFRÈS, K. S. WENTSCH, A. SUGANUMA, P. LOISEAU, B. WEICHEL, M. ABDOU AHMED, A. VOSS, T. GRAF, C. HOENNINGER, D. RYTZ, E. MOTTAY, B. VIANA et P. GEORGES : High power cw and fs Yb :CALGO thin-disk laser using diamond heat spreader. p. AF3A.7,. OSA,, 2013,.
- [35] A. DUBIETIS, G. JONUŠAUSKAS et A. PISKARSKAS : Powerful femtosecond pulse generation by chirped and stretched pulse parametric amplification in BBO crystal. *Optics Communications*,, 88,(4):437–440,, 1992,.
- [36] T. EIDAM, S. HANF, T. V. ANDERSEN, E. SEISE, C. WIRTH, T. SCHREIBER, T. GABLER, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN : 830 W Average Power Femtosecond Fiber CPA System. p. AWA2,. OSA,, 2010,.
- [37] T. EIDAM, J. ROTHHARDT, F. STUTZKI, F. JANSEN, S. HÄDRICH, H. CARSTENS, C. JAUREGUI, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN : Fiber chirped-pulse amplification system emitting 3.8 GW peak power. *Optics Express*,, 19,(1):255–260,, jan. 2011,.
- [38] U. FARRUKH, A. BUONCRISTIANI et C. BYVIK : An analysis of the temperature distribution in finite solid-state laser rods,. *IEEE Journal of Quantum Electronics*,, 24,(11):2253–2263,, nov. 1988,.
- [39] X. FENG, S. GILBERTSON, H. MASHIKO, H. WANG, S. D. KHAN, M. CHINI, Y. WU, K. ZHAO et Z. CHANG : Generation of Isolated Attosecond Pulses with 20 to 28 Femtosecond Lasers. *Physical Review Letters*,, 103,(18):183901,, oct. 2009,.
- [40] L. M. FRANTZ et J. S. NODVIK : Theory of Pulse Propagation in a Laser Amplifier. *Journal of Applied Physics*,, 34,(8):2346–2349,, août 1963,.
- [41] F. FRIEBEL, F. DRUON, J. BOUDEILE, D. N. PAPADOPOULOS, M. HANNA, P. GEORGES, P. CAMY, J. L. DOUALAN, A. BENAYAD, R. MONCORGÉ, C. CASSAGNE et G. BOUDEBS : Diode-pumped 99 fs Yb :CaF₂ oscillator. *Optics Letters*,, 34,(9):1474,, mai 2009,.

- [42] R. R. GATTASS et E. MAZUR : Femtosecond laser micromachining in transparent materials,. *Nature Photonics*,, 2,(4,):219–225,, 2008,.
- [43] R. GAUMÉ, B. VIANA, D. VIVIEN, J.-P. ROGER et 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,.
- [44] A. GIESEN, H. HÜGEL, A. VOSS, K. WITTIG, U. BRAUCH et H. OPOWER : Scalable concept for diode-pumped high-power solid-state lasers,. *Appl. Phys. B*,, 58,(5,):365–372,, mai 1994,.
- [45] A. GIESEN et J. SPEISER : Fifteen Years of Work on Thin-Disk Lasers : Results and Scaling Laws. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*,, 13,(3,):598–609,, 2007,.
- [46] S. GILBERTSON, S. D. KHAN, Y. WU, M. CHINI et Z. CHANG : Isolated Attosecond Pulse Generation without the Need to Stabilize the Carrier-Envelope Phase of Driving Lasers. *Phys. Rev. Lett.*,, 105,(9,):093902,, 2010,.
- [47] T. GONCALVES-NOVO, B. VINCENT et J.-C. CHANTELOUP : From 10 to 30 joules with the Lucia laser system : update on current performance and cryogenic amplifier development. p. ATu3A.19,. OSA,, 2013,.
- [48] T. GOTTWALD, C. STOLZENBURG, D. BAUER, J. KLEINBAUER, V. KUHN, T. METZGER, S. SCHAD, D. SUTTER et A. KILLI : Recent disk laser development at Trumpf. vol. 8547,, p. 85470C–85470C–8,, 2012,.
- [49] M. GRISHIN, V. GULBINAS et A. MICHAILOVAS : Bifurcation suppression for stability improvement in Nd :YVO₄ regenerative amplifier. *Optics Express*,, 17,(18,):15700–15708,, août 2009,.
- [50] M. GRISHIN et A. MICHAILOVAS : Dynamics of Continuously Pumped Solid-State Regenerative Amplifiers. 2010,.
- [51] A. GUZMAN CHÁVEZ, A. KIR'YANOV, Y. BARMENKOV et N. IL'ICHEV : Reversible photo-darkening and resonant photobleaching of Ytterbium-doped silica fiber at in-core 977-nm and 543-nm irradiation. *Laser Physics Letters*,, 4,(10,):734–739,, 2007,.
- [52] S. HÄDRICH, M. KIENEL, M. MÜLLER, A. KLENKE, J. ROTHHARDT, R. KLAS, T. GOTTSCHALL, T. EIDAM, A. DROZDY, P. JÓJÁRT, Z. VÁRALLYAY, E. CORMIER, K. OSVAY, A. TÜNNERMANN et J. LIMPERS : Energetic sub-2-cycle laser with 216 W average power. *Optics Letters*,, 41,(18,):4332–4335,, sept. 2016,.
- [53] K. R. HANSEN, T. T. ALKESKJOLD, J. BROENG et J. LÆGSGAARD : Thermo-optical effects in high-power Ytterbium-doped fiber amplifiers. *Optics Express*,, 19,(24,):23965–23980,, nov. 2011,.
- [54] K. R. HANSEN, T. T. ALKESKJOLD, J. BROENG et J. LÆGSGAARD : Theoretical analysis of mode instability in high-power fiber amplifiers,. *Optics Express*,, 21,(2,):1944,, jan. 2013,.
- [55] L. E. HARGROVE, R. L. FORK et M. A. POLLACK : Locking of He–Ne laser modes induced by synchronous intracavity modulation. *Applied Physics Letters*,, 5,(1,):4–5,, juil. 1964,.
- [56] J. HERRMANN, V. P. KALOSHA et M. MÜLLER : Higher-order phase dispersion in femtosecond Kerr-lens mode-locked solid-state lasers : sideband generation and pulse splitting. *Opt. Lett.*,, 22,(4,):236–238,, 1997,.

- [57] M. HORNING, S. KEPPLER, R. BÖDEFELD, A. KESSLER, H. LIEBETRAU, J. KÖRNER, M. HELLWING, F. SCHORCHT, O. JÄCKEL, A. SÄVERT, J. POLZ, A. K. ARUNACHALAM, J. HEIN et M. C. KALUZA : High-intensity, high-contrast laser pulses generated from the fully diode-pumped Yb :glass laser system POLARIS. *Optics Letters*,, 38,(5):718,, mars 2013,.
- [58] M. E. INNOCENZI, H. T. YURA, C. L. FINCHER et R. A. FIELDS : Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers,. *Applied Physics Letters*,, 56,(19):1831–1833,, mai 1990,.
- [59] E. P. IPPEN, C. V. SHANK et A. DIENES : Passive mode locking of the cw dye laser,. *Applied Physics Letters*,, 21,(8):348–350,, oct. 1972,.
- [60] A. JAFFRES, S. RICAUD, A. SUGANUMA, B. VIANA, P. LOISEAU, P. GEORGES et F. DRUON : Thermal conductivity versus Yb^{3+} ; concentration in Yb :CALGO : A material for high power ultrafast laser. In *Lasers and Electro-Optics Europe (CLEO EUROPE/IQEC), 2013 Conference on and International Quantum Electronics Conference*, p. 1–1,, 2013,.
- [61] C. JAUREGUI, T. EIDAM, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN : The impact of modal interference on the beam quality of high-power fiber amplifiers,. *Optics Express*,, 19,(4):3258,, fév. 2011,.
- [62] C. JAUREGUI, H.-J. OTTO, F. STUTZKI, F. JANSEN, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN : Passive mitigation strategies for mode instabilities in high-power fiber laser systems,. *Optics Express*,, 21,(16):19375–19386,, août 2013,.
- [63] Y. JEONG, J. NILSSON, J. SAHU, D. PAYNE, R. HORLEY, L. HICKEY et P. TURNER : Power Scaling of Single-Frequency Ytterbium-Doped Fiber Master-Oscillator Power-Amplifier Sources up to 500 W. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*,, 13,(3):546–551,, 2007,.
- [64] M. M. JOHANSEN, K. R. HANSEN, M. LAURILA, T. T. ALKESKJOLD et J. LÆGSGAARD : Estimating modal instability threshold for photonic crystal rod fiber amplifiers,. *Optics Express*,, 21,(13):15409,, juil. 2013,.
- [65] V. L. KALASHNIKOV et A. APOLONSKI : Chirped-pulse oscillators : A unified standpoint. *Phys. Rev. A*,, 79,(4):043829,, 2009,.
- [66] V. L. KALASHNIKOV et A. APOLONSKI : Energy scalability of mode-locked oscillators : a completely analytical approach to analysis,. *Opt. Express*,, 18,(25):25757–25770,, 2010,.
- [67] V. L. KALASHNIKOV, E. PODIVILOV, A. CHERNYKH, S. NAUMOV, A. FERNANDEZ, R. GRAF et A. APOLONSKI : Approaching the microjoule frontier with femtosecond laser oscillators : theory and comparison with experiment,. *New J. Phys.*,, 7,(1):217,, oct. 2005,.
- [68] F. X. KÄRTNER : *Few-Cycle Laser Pulse Generation and Its Applications*. Springer Science & Business Media,, sept. 2004,. Google-Books-ID : wgbno3SFx34C,.
- [69] F. X. KÄRTNER et U. KELLER : Stabilization of solitonlike pulses with a slow saturable absorber,. *Optics Letters*,, 20,(1):16–18,, jan. 1995,.
- [70] U. KELLER, D. a. B. MILLER, G. D. BOYD, T. H. CHIU, J. F. FERGUSON et M. T. ASOM : Solid-state low-loss intracavity saturable absorber for Nd :YLF lasers : an antiresonant semiconductor Fabry–Perot saturable absorber. *Optics Letters*,, 17,(7):505–507,, avr. 1992,.

- [71] J. KIM, D. SOH, J. NILSSON, D. RICHARDSON et J. SAHU : Fiber Design For High-Power Low-Cost Yb :Al-Doped Fiber Laser Operating at 980 nm. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*,, 13,(3,):588–597,, 2007,.
- [72] A. KLENKE, S. HÄDRICH, T. EIDAM, J. ROTHHARDT, M. KIENEL, S. DEMMLER, T. GOTTSCHALL, J. LIMPERT et A. TÜNNERMANN : 22 GW peak-power fiber chirped-pulse-amplification system. *Optics Letters*,, 39,(24,):6875,, déc. 2014,.
- [73] N. KODAMA et M. YAMAGA : Crystal characterization and optical spectroscopy of Ti³⁺ doped CaGdAlO₄ crystals. *Physical Review B*,, 57,(2,):811–817,, jan. 1998,.
- [74] W. KOECHNER : *Solid-State Laser Engineering*. Springer, New York, NY,, 6th, rev. and updated ed. 2006 edition, édn, avr. 2006,.
- [75] F. KRAUSZ : The birth of attosecond physics and its coming of age,. *Physica Scripta*,, 91,(6,):063011,, 2016,.
- [76] W. F. KRUKPE : New laser materials for diode pumped solid state lasers,. *Current Opinion in Solid State and Materials Science*,, 4,(2,):197–201,, 1999,.
- [77] A. A. LAGATSKII, N. V. KULESHOV, V. G. SHCHERBITSKII, V. F. KLEPTSYN, V. P. MIKHAILOV, V. G. OSTROUMOV et G. HUBER : Lasing characteristics of a diode-pumped Nd³⁺ : CaGdAlO₄ crystal. *Quantum Electron.*,, 27,(1,):15,, jan. 1997,.
- [78] F. LESPARRE, J. T. GOMES, X. DÉLEN, I. MARTIAL, J. DIDIERJEAN, W. PALLMANN, B. RESAN, M. ECKERLE, T. GRAF, M. A. AHMED, F. DRUON, F. BALEMBOIS et P. GEORGES : High-power Yb :YAG single-crystal fiber amplifiers for femtosecond lasers in cylindrical polarization. *Optics Letters*,, 40,(11,):2517,, juin 2015,.
- [79] J. LIMPERT : Large-pitch fibers : Pushing very large mode areas to highest powers. p. T2A.1,. OSA,, 2012,.
- [80] H. LIU, J. NEES et G. MOUROU : Diode-pumped Kerr-lens mode-locked Yb :KY(WO₄)₂ laser. *Optics Letters*,, 26,(21,):1723–1725,, nov. 2001,.
- [81] P. LOIKO, F. DRUON, P. GEORGES, B. VIANA et K. YUMASHEV : Thermo-optic characterization of Yb :CaGdAlO₄ laser crystal. *Optical Materials Express*,, 4,(11,):2241,, nov. 2014,.
- [82] K. LU et N. K. DUTTA : Spectroscopic properties of Yb-doped silica glass. *Journal of Applied Physics*,, 91,(2,):576–581,, 2001,.
- [83] J. MA, G. XIE, P. LV, W. GAO, P. YUAN, L. QIAN, U. GRIEBNER, V. PETROV, H. YU, H. ZHANG et J. WANG : Wavelength-Versatile Graphene-Gold Film Saturable Absorber Mirror for Ultra-Broadband Mode-Locking of Bulk Lasers. *Scientific Reports*,, 4,, mai 2014,.
- [84] G. MACHINET, G. ANDRIUKAITIS, P. SÉVILLANO, J. LHERMITE, D. DESCAMPS, A. PUGŽLYS, A. BALTUŠKA et E. CORMIER : High-gain amplification in Yb :CaF₂ crystals pumped by a high-brightness Yb-doped 976 nm fiber laser. *Applied Physics B*,, 111,(3,):495–500,, mai 2013,.
- [85] I. MANEK-HÖNNINGER, J. BOULLET, T. CARDINAL, F. GUILLEN, S. ERMENEUX, M. PODGORSKI, R. BELLO DOUA et F. SALIN : Photodarkening and photobleaching of an ytterbium-doped silica double-clad LMA fiber. *Optics Express*,, 15,(4,):1606,, fév. 2007,.

- [86] O. MARTINEZ : 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion : Application to fiber compensation in 1.3-1.6 μm region. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 23,(1.):59–64,, 1987,.
- [87] T. METZGER, A. SCHWARZ, C. Y. TEISSET, D. SUTTER, A. KILLI, R. KIENBERGER et F. KRAUSZ : High-repetition-rate picosecond pump laser based on a Yb :YAG disk amplifier for optical parametric amplification. *Optics Letters*, 34,(14.):2123–2125,, juil. 2009,.
- [88] P. F. MOULTON : Spectroscopic and laser characteristics of Ti :Al₂O₃. *Journal of the Optical Society of America B*, 3,(1.):125,, jan. 1986,.
- [89] M. MÜLLER, M. KIENEL, A. KLENKE, T. GOTTSCHALL, E. SHESTAEV, M. PLÖTNER, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN : 1 kW 1 mJ eight-channel ultrafast fiber laser. *Optics Letters*, 41,(15.):3439–3442,, août 2016,.
- [90] S. NAUMOV, A. FERNANDEZ, R. GRAF, P. DOMBI, F. KRAUSZ et A. APOLONSKI : Approaching the microjoule frontier with femtosecond laser oscillators,. *New J. Phys.*, 7,(1.):216,, oct. 2005,.
- [91] D. NICKEL, C. STOLZENBURG, A. GIESEN et F. BUTZE : Ultrafast thin-disk Yb :KY(WO₄)₂ regenerative amplifier with a 200-kHz repetition rate. *Optics Letters*, 29,(23.):2764–2766,, déc. 2004,.
- [92] M. NISOLI, S. DE SILVESTRI et O. SVELTO : Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique,. *Applied Physics Letters*, 68,(20.):2793–2795,, 1996,.
- [93] T. NUBBEMEYER, M. KAUMANN, M. UEFFING, M. GORJAN, A. ALISMAIL, H. FATTAHI, J. BRONS, O. PRONIN, H. G. BARROS, Z. MAJOR, T. METZGER, D. SUTTER et F. KRAUSZ : 1 kW, 200 mJ picosecond thin-disk laser system. *Optics Letters*, 42,(7.):1381–1384,, avr. 2017,.
- [94] S. A. PAYNE, J. A. CAIRD, L. L. CHASE, L. K. SMITH, N. D. NIELSEN et W. F. KRUPKE : Spectroscopy and gain measurements of Nd³⁺ in SrF₂ and other fluorite-structure hosts. *Journal of the Optical Society of America B*, 8,(4.):726,, avr. 1991,.
- [95] K. PENG, H. ZHAN, Y. WANG, L. NI, X. WANG, C. GAO, J. WANG, F. JING et A. LIN : Yb-doped photodarkening-free aluminophosphosilicate laser fiber,. *In Asia Communications and Photonics Conference 2016 (2016)*, paper AS2A.4, p. AS2A.4,. Optical Society of America,, nov. 2016,.
- [96] Y. H. PENG, Y. X. LIM, J. CHENG, Y. GUO, Y. Y. CHEAH et K. S. LAI : Near fundamental mode 11 kW Yb :YAG thin-disk laser. *Optics Letters*, 38,(10.):1709,, mai 2013,.
- [97] J. PETIT, P. GOLDNER et B. VIANA : Laser emission with low quantum defect in Yb :CaGdAlO₄. *Opt. Lett.*, 30,(11.):1345–1347,, 2005,.
- [98] V. PETIT, P. CAMY, J.-L. DOUALAN, X. PORTIER et R. MONCORGÉ : Spectroscopy of Yb³⁺ :CaF₂ : From isolated centers to clusters. *Physical Review B*, 78,(8.):085131,, 2008,.
- [99] V. PETIT, J. L. DOUALAN, P. CAMY, V. MÉNARD et R. MONCORGÉ : CW and tunable laser operation of Yb³⁺ doped CaF₂. *Applied Physics B*, 78,(6.):681–684,, avr. 2004,.
- [100] F. PIRZIO, S. D. D. D. CAFISO, M. KEMNITZER, F. KIENLE, A. GUANDALINI, J. A. d. AU et A. AGNESI : 65-fs Yb :CaF₂ laser mode-locked by semiconductor saturable absorber mirror. *JOSA B*, 32,(11.):2321–2325,, nov. 2015,.

- [101] P. A. POPOV, P. P. FEDOROV, S. V. KUZNETSOV, V. A. KONYUSHKIN, V. V. OSIKO et T. T. BASIEV : Thermal conductivity of single crystals of $\text{Ca}_{1-x}\text{Yb}_x\text{F}_{2+x}$ solid solutions. *Doklady Physics*, 53,(4):198–200,, avr. 2008,.
- [102] J. POUYSEGUR, M. DELAIGUE, Y. ZAOUTER, C. HÖNNINGER, E. MOTTAY, A. JAFFRÈS, P. LOISEAU, B. VIANA, P. GEORGES et F. DRUON : Sub-100-fs Yb :CALGO nonlinear regenerative amplifier. *Optics Letters*, 38,(23):5180,, déc. 2013,.
- [103] H. QIU, P. YANG, J. DONG, P. DENG, J. XU et W. CHEN : The influence of Yb concentration on laser crystal Yb :YAG. *Materials Letters*, 55,(1–2):1–7,, 2002,.
- [104] P. RAYBAUT, F. BALEMBOIS, F. DRUON et P. GEORGES : Numerical and experimental study of gain narrowing in ytterbium-based regenerative amplifiers,. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 41,(3):415–425,, mars 2005,.
- [105] W. H. RENNINGER, A. CHONG et F. W. WISE : Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers,. *Phys. Rev. A*, 77,(2):023814,, 2008,.
- [106] S. RICAUD : *Lasers femtoseconde de forte puissance moyenne à base de cristaux dopés à l'ytterbium*. Paris 11,, déc. 2012,.
- [107] S. RICAUD, M. DELAIGUE, A. COURJAUD, F. DRUON, P. GEORGES, A. BENAYAD, J.-L. DOULAN, P. CAMY, R. MONCORGÉ et E. MOTTAY : Broadband Regenerative Amplification in the Millijoule Regime for Sub-100 fs Based on Yb :CaF₂. p. CTuV1,. OSA,, 2010,.
- [108] D. J. RICHARDSON, J. NILSSON et W. A. CLARKSON : High power fiber lasers : current status and future perspectives [Invited]. *Journal of the Optical Society of America B*, 27,(11):B63,, nov. 2010,.
- [109] F. ROESER, C. JAUREGUI, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN : 94 W 980 nm high brightness Yb-doped fiber laser. *Opt. Express*, 16,(22):17310–17318,, oct. 2008,.
- [110] P. RUSSBUELDT, D. HOFFMANN, M. HOFER, J. LOHRING, J. LUTTMANN, A. MEISSNER, J. WEITENBERG, M. TRAUB, T. SARTORIUS, D. ESSER, R. WESTER, P. LOOSEN et R. POPRAWE : Innoslab Amplifiers. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 21,(1):447–463,, jan. 2015,.
- [111] P. RUSSBUELDT, T. MANS, G. ROTARIUS, J. WEITENBERG, H. D. HOFFMANN et R. POPRAWE : 400w Yb :YAG Innoslab fs-Amplifier. *Optics Express*, 17,(15):12230,, juil. 2009,.
- [112] P. RUSSBUELDT, T. MANS, J. WEITENBERG, H. D. HOFFMANN et R. POPRAWE : Compact diode-pumped 11 kW Yb :YAG Innoslab femtosecond amplifier. *Optics Letters*, 35,(24):4169,, déc. 2010,.
- [113] J. SANDUSKY et S. BRUECK : A CW external-cavity surface-emitting laser. *IEEE Photonics Technology Letters*, 8,(3):313–315,, mars 1996,.
- [114] C. J. SARACENO, F. EMAURY, O. H. HECKL, C. R. E. BAER, M. HOFFMANN, C. SCHRIBER, M. GOLLING, T. SÜDMEYER et U. KELLER : 275 W average output power from a femtosecond thin disk oscillator operated in a vacuum environment. *Optics Express*, 20,(21):23535,, oct. 2012,.
- [115] C. J. SARACENO, C. SCHRIBER, F. EMAURY, O. H. HECKL, C. R. E. BAER, M. HOFFMANN, K. BEIL, C. KRÄNKEL, M. GOLLING, T. SÜDMEYER et U. KELLER : Cutting-Edge High-Power Ultrafast Thin Disk Oscillators. *Applied Sciences*, 3,(2):355–395,, avr. 2013,.

- [116] M. SCHULZ, R. RIEDEL, A. WILLNER, S. DÜSTERER, M. J. PRANDOLINI, J. FELDHAUS, B. FAATZ, J. ROSSBACH, M. DRESCHER et F. TAVELLA : Pulsed operation of a high average power Yb :YAG thin-disk multipass amplifier. *Optics Express*, 20,(5.):5038,, fév. 2012,.
- [117] p. SEVILLANO, G. MACHINET, R. DUBRASQUET, P. CAMY, J.-L. DOUALAN, R. MONCORGE, P. GEORGES, F. P. DRUON, D. DESCAMPS et E. CORMIER : Sub-50 fs, Kerr-lens mode-locked Yb :CaF₂ laser oscillator delivering up to 2.7 W. In G. a. M. HUBER, P., éd. : *Advanced Solid-State Lasers Congress*, OSA Technical Digest (online), p. AF3A.6,. Optical Society of America,, oct. 2013,.
- [118] B. SHINER : The Impact of Fiber Laser Technology on the World Wide Material Processing Market. In *CLEO : 2013 (2013)*, paper AF2J.1, p. AF2J.1,. Optical Society of America,, juin 2013,.
- [119] W. SIBBETT, A. A. LAGATSKY et C. T. A. BROWN : The development and application of femtosecond laser systems,. *Optics Express*, 20,(7.):6989–7001,, mars 2012,.
- [120] M. SIEBOLD, M. HORNING, R. BOEDEFELD, S. PODLESKA, S. KLINGEBIEL, C. WANDT, F. KRAUSZ, S. KARSCH, R. UECKER, A. JOCHMANN, J. HEIN et M. C. KALUZA : Terawatt diode-pumped Yb :CaF₂ laser. *Optics Letters*, 33,(23.):2770,, déc. 2008,.
- [121] I. SNETKOV, I. MUKHIN, O. PALASHOV et E. KHAZANOV : Compensation of thermally induced depolarization in Faraday isolators for high average power lasers. *Optics Express*, 19,(7.):6366,, mars 2011,.
- [122] I. SNETKOV, A. VYATKIN, O. PALASHOV et E. KHAZANOV : Drastic reduction of thermally induced depolarization in CaF₂ crystals with [111] orientation. *Optics Express*, 20,(12.):13357,, juin 2012,.
- [123] E. SNITZER, H. PO, F. HAKIMI, R. TUMMINELLI et B. MCCOLLUM : double clad, offset core Nd fiber laser. p. PD5,. OSA,, 1988,.
- [124] D. E. SPENCE, P. N. KEAN et W. SIBBETT : 60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti :sapphire laser. *Optics Letters*, 16,(1.):42,, jan. 1991,.
- [125] J. SQUIER, C. P. J. BARTY, F. SALIN, C. L. BLANC et S. KANE : Use of mismatched grating pairs in chirped-pulse amplification systems,. *Applied Optics*, 37,(9.):1638–1641,, mars 1998,.
- [126] S. E. STOKOWSKI, R. A. SAROYAN et M. J. WEBER : *Nd-doped Laser Glass Spectroscopic and Physical Properties*. Lawrence Livermore National Laboratory, University of California,, 1981,.
- [127] D. STRICKLAND et G. MOUROU : Compression of amplified chirped optical pulses,. *Optics Communications*, 55,(6.):447–449,, oct. 1985,.
- [128] B. C. STUART, M. D. FEIT, S. HERMAN, A. M. RUBENCHIK, B. W. SHORE et M. D. PERRY : Optical ablation by high-power short-pulse lasers,. *JOSA B*, 13,(2.):459–468,, fév. 1996,.
- [129] F. STUTZKI, F. JANSEN, T. EIDAM, A. STEINMETZ, C. JAUREGUI, J. LIMPET et A. TÜNNERMANN : High average power large-pitch fiber amplifier with robust single-mode operation,. *Optics Letters*, 36,(5.):689,, mars 2011,.

- [130] T. TAJIMA, W. BROCKLESBY et G. MOUROU : ICAN : The Next Laser Powerhouse. *Optics and Photonics News*, 24,(5):36,, mai 2013,.
- [131] M. TOKURAKAWA, A. SHIRAKAWA, K.-i. UEDA, H. YAGI, T. YANAGITANI et A. A. KAMINSKII : Diode-pumped sub-100 fs Kerr-lens mode-locked $\text{Yb}_{3+}:\text{Sc}_2\text{O}_3$ ceramic laser. *Optics Letters*, 32,(23):3382–3384,, déc. 2007,.
- [132] R. L. TOWNSEND, C. M. STICKLEY et A. D. MAIO : Thermal effects in optically pumped laser rods. *Applied Physics Letters*, 7,(4):94–96,, août 1965,.
- [133] Y.-f. TSAY, B. BENDOW et S. S. MITRA : Theory of the Temperature Derivative of the Refractive Index in Transparent Crystals. *Physical Review B*, 8,(6):2688–2696,, sept. 1973,.
- [134] J. TÜMMLER, R. JUNG, H. STIEL, P. V. NICKLES et W. SANDNER : High-repetition-rate chirped-pulse-amplification thin-disk laser system with joule-level pulse energy. *Optics Letters*, 34,(9):1378,, mai 2009,.
- [135] M. UEFFING, R. LANGE, T. PLEYER, V. PERVAK, T. METZGER, D. SUTTER, Z. MAJOR, T. NUBEMEYER et F. KRAUSZ : Direct regenerative amplification of femtosecond pulses to the multimillijoule level,. *Optics Letters*, 41,(16):3840–3843,, août 2016,.
- [136] S. UEMURA et K. TORIZUKA : Sub-40-fs Pulses from a Diode-Pumped Kerr-Lens Mode-Locked Yb-Doped Yttrium Aluminum Garnet Laser. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 50,(1R):010201,, jan. 2011,.
- [137] F. VERLUISE, V. LAUDE, Z. CHENG, C. SPIELMANN et P. TOURNOIS : Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shaping,. *Optics Letters*, 25,(8):575–577,, avr. 2000,.
- [138] J.-P. R. WELLS, T. P. HAN, M. YAMAGA, NOBUHIRO KODAMA et H. G. GALLAGHER : Disordered laser gain media : Er^{3+} doped CaGdAlO_4 and $\text{Ca}_3\text{Ga}_2\text{Ge}_4\text{O}_{14}$. *Journal of Luminescence*, 87-89,:1093–1095,, mai 2000,.
- [139] B. W. WOODS, S. A. PAYNE, J. E. MARION, R. S. HUGHES et L. E. DAVIS : Thermomechanical and thermo-optical properties of the $\text{LiCaAlF}_6:\text{Cr}^{3+}$ laser material. *Journal of the Optical Society of America B*, 8,(5):970,, mai 1991,.
- [140] S. YOO, A. J. BOYLAND, R. J. STANDISH et J. K. SAHU : Measurement of photodarkening in Yb-doped aluminosilicate fibres at elevated temperature. *Electronics Letters*, 46,(3):243–244,, 2010,.
- [141] A. YOSHIDA, A. SCHMIDT, V. PETROV, C. FIEBIG, G. ERBERT, J. LIU, H. ZHANG, J. WANG et U. GRIEBNER : Diode-pumped mode-locked $\text{Yb}:\text{YCOB}$ laser generating 35 fs pulses. *Opt. Lett.*, 36,(22):4425–4427,, nov. 2011,.
- [142] Y. ZAOUTER, J. DIDIERJEAN, F. BALEMBOIS, G. L. LECLIN, F. DRUON, P. GEORGES, J. PETIT, P. GOLDNER et B. VIANA : 47-fs diode-pumped $\text{Yb}^{3+}:\text{CaGdAlO}_4$ laser. *Optics Letters*, 31,(1):119,, 2006,.
- [143] A. H. ZEWAIL : Femtochemistry : Atomic-Scale Dynamics of the Chemical Bond. *The Journal of Physical Chemistry A*, 104,(24):5660–5694,, 2000,.